ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Т. XXII № 7

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 7

ИЮЛЬ

Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнов**

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-07801 Подписано к печати 17. VII. 1958 г. Тираж 3050 экз. Зак. 567
Формат бумаги $70 \times 108^1/_{16}$. Бум. л. $4^1/_4$ Печ. л. 11,6 + 1вкл. Уч.-изд. л. 12,2

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы
VIII Всесоюзного совещания
по ядерной спектроскопии

(Ленинград, 27 января — 3 февраля 1958 г.)

(Продолжение, см. № 2 за 1958 г.)

ного 2^l-поля

$$U_{эл} = \int_0^\infty \psi_f^* \vec{\alpha} \mathbf{A}_l \psi_i d\tau \qquad (2)$$

(ψ_f, ψ_i — волновые функции конечного и начального состояний электрона, $\vec{\alpha}$ — матрицы Дирака, $\mathbf{A}_l$ — векторный потенциал магнитного 2^l-поля). Для ядра конечных размеров $U_{эл}$ нужно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$U_{эл} = \int_0^{R_0} \mathbf{A}_{внутр} + \int_{R_0}^\infty \mathbf{A}_{внешн}, \qquad (3)$$

где R_0 — радиус ядра.

Выражения для векторного потенциала внутри и вне создающих его токов хорошо известны (см., например, [7]). Они отличаются тем, что $\mathbf{A}_{внешн}$ содержит только одно слагаемое, с функцией Ханкеля (1 рода), тогда как $\int \mathbf{A}_{внутр}$ содержит два слагаемых — с функциями Ханкеля и Бесселя, соответственно. $\int \mathbf{A}_{внешн}$ обладает следующей важной особенностью — он пропорционален U_γ:

$$\int \mathbf{A}_{внешн} = a \cdot U_\gamma, \qquad (4)$$

где a не зависит от ядерных волновых функций (но a зависит от пределов интегрирования). В случае точечного ядра, когда в (3) нет первого слагаемого, интеграл по ядру сокращается при делении

$$\frac{U_{эл}}{U_\gamma} = a \qquad (R_0 = 0), \qquad (5)$$

и КВК оказывается характеристикой ядерного перехода, совершенно свободной от влияния ядерной структуры. В случае ядра конечных размеров интеграл по ядру сокращается только во втором слагаемом:

$$\text{КВК} = \left| \frac{\int_0^{R_0} \mathbf{A}_{внутр}}{U_\gamma} + a' \right|^2 = \left| \frac{M_e}{U_\gamma} + a' \right|^2. \qquad (6)$$

Числитель первой дроби в (6) — внутриядерный матричный элемент M_e — представляет собой вклад в конверсию, создаваемый взаимодействием электрона с ядерными токами в то время, которое электрон проводит внутри ядра. Этот внутриядерный матричный элемент всегда учитывался в вычислениях Слива с сотрудниками [4]. В частности, при составлении таблиц полагалось, что ядерные токи перехода поверхностные. Вычисления показали, что внутриядерный МЭ (M_e) мал — порядка 2—3% от главного, внеядерного слагаемого в (3).

Было показано [4], что различные предположения о ядерных токах и зарядах — от поверхностных до объемных — меняют величину КВК всего на 1,5—2%, даже для самых тяжелых ядер. На это ссылаются также Черч и Вензер, и поэтому применяемое ими для M_e название «новый матричный элемент» не совсем оправдано. Новым же и главным в работе Черча и Вензера является другое: они обратили внимание на то, что U_γ и M_e могут приводить к разным правилам отбора для радиационных и обусловленных областью ядра конверсионных переходов соответственно.

Если γ-переход запрещен, то U_γ в знаменателе (6) сильно уменьшено или даже близко к нулю; в то же время числитель M_e, имеющий иную подынтегральную функцию, может иметь обычную величину. Тогда дробь M_e/U_γ будет велика и даже может превзойти по величине второе основное слагаемое в выражении для КВК. При этом необходимо, чтобы правила отбора, запрещающие U_γ, не влияли (или слабо влияли) на величину внутриядерного МЭ M_e. Это — жестокое требование; обычно в первом приближении правила отбора будут одними и теми же для M_e и U_γ.

Так как внутриядерный конверсионный МЭ M_e относительно мал, то для того, чтобы вклад от M_e, зависящего от деталей структуры ядра, стал заметным и измеримым на опыте, нужно очень сильное уменьшение знаменателя U_γ, т. е. высокий порядок запрещения радиационного перехода.

Итак, основной вывод: заметное влияние деталей ядерной структуры на КВК может иметь место только тогда, когда соответствующий γ-переход очень сильно запрещен. Для переходов, имеющих нормальное время жизни, все прежние выводы [4] о независимости КВК от ядерной структуры (в пределах 1—2%) остаются в силе. Имеющиеся в литературе попытки приписывать отличие экспериментальных значений КВК от теоретических влиянию структуры ядра, независимо от того, разрешен или запрещен данный переход,— неверны.

Физическая сущность явления такой внутриядерной конверсии вполне аналогична сущности 0 — 0-переходов: радиационный переход запрещен, а конверсионный переход, происходящий за счет проникновения электрона внутрь ядра, возможен. Детали ядерной структуры при этих условиях сильно влияют на вероятность конверсионного перехода.

Структурные поправки в КВК порядка 15—20% можно ожидать при запрещениях не ниже чем в 10^3 раз.

Направления этих отклонений в КВК от КВК Слива могут быть в любую сторону, в зависимости от относительного знака M_e и остальной основной части матричного элемента в (3) или (6). Для разных подоболочек величина отклонений, зависящих от модели ядра, может быть весьма различной, но можно ожидать, что соответственно времени нахождения электрона в ядре, наибольшие отклонения могут быть в K- или L_I-, меньше в L_II- и совсем малые — в L_III- коэффициентах конверсии.

Величина структурной поправки должна, по-видимому, быть тем больше, чем сильнее (при прочих равных условиях) запрещен γ-переход.

При уменьшении Z роль области ядра в КВК уменьшается, и поэтому порядок запрещения γ-излучения, необходимый для получения заметного эффекта ядерной структуры, должен быстро расти.

Структурная поправка может резко меняться для соседних ядер и даже для различных переходов в одном и том же ядре.

Следующее важное условие таково: для появления структурных поправок в КВК одного только запрета γ-излучения недостаточно. Нужно, чтобы этот запрет не влиял (или влиял в значительно меньшей степени) на безрадиационный переход, обусловленный областью ядра. Если же запрет касается в одинаковой степени как радиационного, так и безрадиационного перехода, то в поправочном члене M_e/U_γ знаменатель и числитель уменьшаются в одинаковое число раз и структурная поправка в КВК становится несущественной даже при очень сильном запрещении. Как раз такой случай имеет место при K-запрете (запрет, связанный с правилом отбора по квантовому числу K — проекции полного момента на ось симметрии в деформированном ядре). На этот факт указали Нильсон и Расмуссен [8].

Так, нормальное (или почти нормальное) значение КВК наблюдается для перехода 316 keV в Pu^{239}, несмотря на запрет 10^9, или для перехода 89 keV в Hf^{178} при запрете $2 \cdot 10^{14}$ (табл. 1) [8], и только для перехода 57,6 keV в Hf^{180} при запрете 10^{15}, по-видимому, наблюдается аномалия в КВК. В то же время для переходов, в которых запрещение U_γ вызвано

Таблица 1

K-запрещенные $M1$ и $E1$-переходы в деформированных ядрах

Ядро	E_{γ}, keV	$F = \frac{\tau \text{ эксп}}{\tau \text{ одночаст}}$	Мультипольность	Примечания
Pu^{239}	210	10^4	$M1$	
	228	$5 \cdot 10^4$	$M1$	
	278	$6 \cdot 10^4$	$M1$	
Tu^{169}	178	$5 \cdot 10^5$	$M1$	α_K нормальное (для переходов Tu^169^ 178 — Pu^239^ 316)
	199	$5 \cdot 10^5$	$M1$	
Re^{183}	382	$2 \cdot 10^2$	$E1$	
Pu^{239}	316	10^9	$E1$	
	334	10^9	$E1$	
Hf^{178}	88,9	$2 \cdot 10^{14}$	$E1$	α_K нормальное (в пределах 20%)
Hf^{180}	57,6	10^{15}	$E1$	$\alpha_{L\,I}$ аномально велико

другими, кроме K-запрета, причинами (например, запретом по асимптотическим квантовым числам N, n_z, Σ, Λ и др.), МЭ M_e может быть разрешен, и тогда можно пытаться интерпретировать некоторые КВК как зависящие от деталей ядерной структуры уже при запретах $\sim 10^5$. Нильсон и Расмуссен приводят несколько таких случаев (табл. 2).

Однако мы должны отметить, что не все случаи, приводимые Нильсоном и Расмуссеном, можно признать достоверными. Так, в переходе 267 keV в Np^{237} вся аномалия легко объясняется некоторой примесью $M2$, причем из сравнения α_K и α_{LI} с теоретическими значениями видно, что доля $M2$ получается одинаковой в обоих случаях [9]. У Ta^{181} (482 keV) разница в отношениях $M1/E2$, полученных из КВК и из угловой корреляции, отмечалась давно. Но так как доля $M1$ мала ($3 \div 5\%$), то изменению экспериментального значения α_K всего на 10% соответствует разница в парциальном α_K ($M1$) в 3 раза. Если долю $M1$ взять из угловой корреляции [10, 11], то α_K теоретически должен быть $\sim 19 \times 10^{-4}$, тогда как последние измерения дают $(23 \pm 2) \times 10^{-4}$ [10] и 21×10^{-4} (Саньяр, по ссылке в [11]). Разница невелика. Поэтому не исключаются сомнения в наличии этой аномалии. В случае 152 keV перехода W^{182}

Таблица 2

$E1$- и $M1$-переходы, интерпретируемые в [8] как аномальные (из общего числа 18 запрещенных, по асимптотическим квантовым числам, переходов в деформированных ядрах)

Ядро	E_{γ}, keV	F	Мультипольность	Примечания
Np^{237}	267	$5{,}5 \cdot 10^8$	$E1$	α_K (возможно) больше теоретического в 10 раз
W^{182}	152	?	$E1$	K/L-2,8, теоретическое 8,3
Ta^{181}	482	$3 \cdot 10^6$	$M1$	α_K больше теоретического в $2 \div 10$ раз
Pa^{231}	84	$3 \cdot 10^6$	$E1$	α_{L_I}, $\alpha_{L_{II}}$ больше теоретического в 20 раз
				$\alpha_{L_{III}}$ в норме
Pu^{239}	106	$5 \cdot 10^5$	$E1$	α_{L_I} больше теоретического в 1,5 раза
				$\alpha_{L_{II}}$ больше теоретического в 2,5 раза
Np^{237}	60	$3 \cdot 10^5$	$E1$	α_{L_I} больше теоретического в 1,5 раза
				$\alpha_{L_{II}}$ больше теоретического в 4 раза
Np^{237}	26	$3 \cdot 10^5$	$E1$	$\alpha_{L_{III}}$ в норме
				α_L больше теоретического в 2 раза

авторы основываются фактически лишь на одном неопубликованном измерении, которое нуждается в проверке.

В случаях Pa^{231} 84 keV, Pu^{239} 106 keV, Np^{237} 60 и 26 keV наблюдаемая аномалия не объясняется примесью $M2$. И если для Pa^{231} в [8] дана ссылка лишь на неопубликованную работу, а для Pu^{239} имеется только одно измерение [12], то для переходов в Np^{237} аномальные значения КВК получены в согласии друг с другом многими авторами [9, 13, 14]. Очень может быть, что в этом случае аномалия действительно вызвана влиянием структуры ядра на КВК. Другое интересное предположение было высказано Розенблюмом и Валадаром [14]: так как $E1$ сильно запрещено и трудно ожидать, что магнитное квадрупольное излучение существенно, то здесь, возможно, имеет место конкуренция $E1$-, $M2$- и $E3$-конверсии. Примесью $E3$ можно частично объяснить увеличение конверсии на L_{II}-оболочке.

Для количественной характеристики структурного эффекта в КВК Черч и Вензер вводят параметр λ: он показывает, во сколько раз добавка (дробь M_e/U_γ) в (6) в реальном случае отличается от той же добавки, которую учитывал Слив в модели поверхностных токов. Этот параметр находится из опыта:

$$\lambda = 1 - \frac{\left(\frac{\alpha_{K_{\text{эксп}}}}{\alpha_{K_{\text{теор}}}}\right)^2 - 1}{C(Z,\ E_\gamma)},$$

где $C(Z, E_\gamma)$ для $M1$ — табулированная в [6] функция *. Однако попытки построения количественной теории поправки к КВК для сильно запрещенных переходов на основе конкретной ядерной модели [8, 15] пока не дали существенных результатов.

Итак, влияние структуры ядра на КВК в пределах, больших 1,5—2%, возможно в принципе, но этот эффект должен встречаться крайне редко и лишь при строгом выполнении ряда условий относительно характера γ-перехода. Существование такого влияния еще не может считаться доказанным и нуждается в серьезной экспериментальной проверке. Работу в этом направлении необходимо продолжать.

Другим важным физическим приближением, сделанным при вычислении КВК, был метод учета экранирования заряда ядра атомными электронами. Для такого учета используется потенциал статистического распределения электронов в модели Томаса — Ферми—Дирака. Вычисления Роуза слегка отличаютя также от вычислений Слива тем, что в последнем случае обменный член [16] учитывался для каждого электронного состояния.

Для тяжелых атомов статистическая модель является хорошим приближением и поэтому применение ее может привести к крайне малым погрешностям. Однако для легких ядер ($Z \leqslant 30$) при малых энергиях $E_\gamma \leqslant 50$ keV вычисления КВК тем же методом могут привести к погрешностям 10—15%. При $Z \sim 40$ и $E_\gamma \sim 70 \div 80$ keV таблицы уже достаточно точны. Но вместе с тем мы еще не в состоянии утверждать, что теория здесь полностью совпадает с экспериментом, по той причине, что в этой области нет достаточно точных экспериментальных данных.

Весьма желательно дальнейшее изучение возможного влияния на КВК статистического приближения при учете влияния экранирования при малых энергиях переходов в легких ядрах.

Рассмотрим, насколько согласуются теоретические и экспериментальные КВК для некоторых групп ядер.

Существует большое количество четно-четных ядер, у которых основное и первое возбужденное состояния имеют характеристики 0^+ и 2^+. В таком случае переход между этими состояниями есть чистый $E2$-переход.

* В [6] допущена ошибка: $C(Z,E_\gamma)$ из [6] нужно еще умножить на $\sqrt{2/3}$.

Такие переходы очень удобны для проверки правильности теории КВК. В этом случае совершенно исключены примеси высших мультиполей. Так как среди этих переходов нет запрещенных, то полностью исключается возможность структурных эффектов в КВК. И наконец, при не очень больших Z нет переходов с малой энергией γ-лучей, что исключает погрешности учета экранирования. Случаи, когда измерен КВК на K-оболочке, приведены в табл. 3.

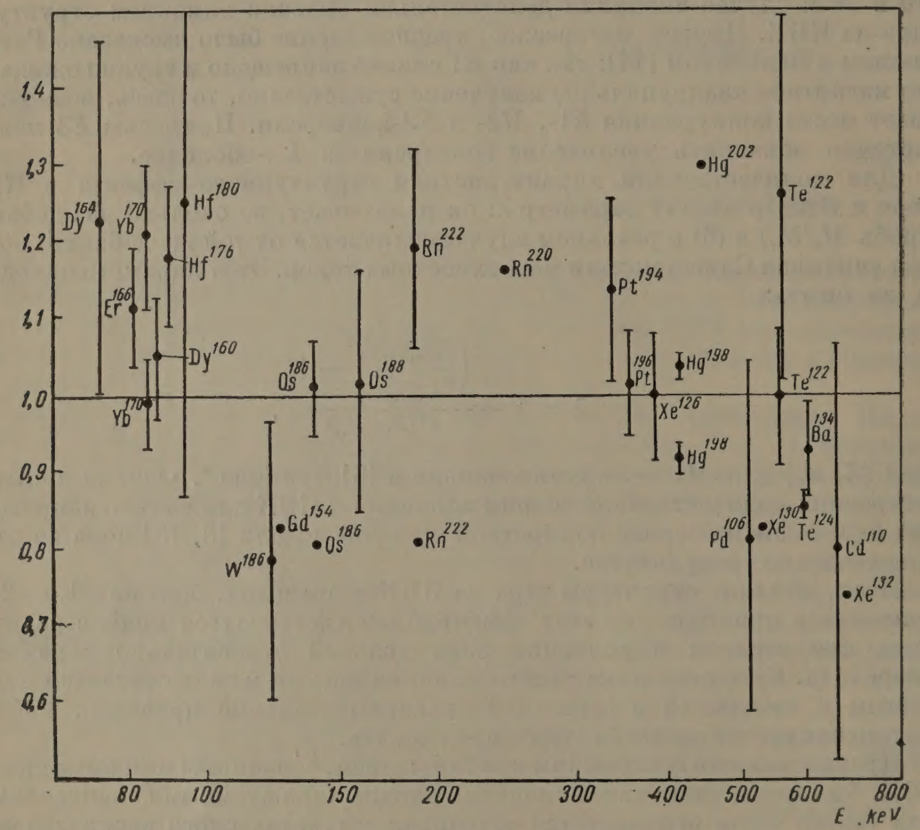


Рис. 1. Отношения $\alpha_{K_{\text{эксп}}} / \alpha_{K_{\text{теор}}}$ для коэффициентов конверсии на K-оболочке чистых $E2$ $(2^+ \to 0^+)$-переходов с энергией $70 \div 800$ keV

На рис. 1 представлены отношения $\alpha_{K_{\text{эксп}}} / \alpha_{K_{\text{теор}}}$. Сравнение выполнено с КВК по Сливу. Роль конечных размеров ядра для $E2$-конверсии мала и поэтому в пределах точности таблиц (1—1,5 %) КВК Роуза от них не отличаются.

КВК переходов 80 keV в Er^{166}, 84,1 keV в Yb^{170} и 89 keV в Hf^{176}, превышающие теоретические на 13—23 %, были вновь измерены в 1957 г. Мак-Гоуном и Стельсоном [21], которые и обратили внимание на некоторое расхождение теории с экспериментом в случае $E2$-переходов малых энергий. При энергиях больше 100 keV, как видно из рис. 1, отклонения $\alpha_{K\text{эксп}} / \alpha_{K\text{теор}}$ от единицы примерно одинаково часто случаются в большую и меньшую стороны. Следует отметить, что согласно [21] только для Yb^{170} отклонение более чем вдвое превышает погрешность, но как раз для Yb^{170} в том же 1957 г. Хаутермансом [26] было получено α_K в соответствии с теорией. С точки зрения теории отклонения КВК от теоретических на 20% для чистых $E2$-переходов совершенно не объяснимы. Приближения при учете экранирования такой поправки в α_K дать не могут (тогда для $\alpha_{L_{III}}$ погрешности были бы $\sim$200%, что противоречит фактам — см. табл. 4).

Таблица 3

Коэффициенты конверсии на K-оболочке чистых $E2(2^+ \to 0^+)$-переходов с энергией — 70÷800 keV

Ядро	E_γ, keV	$\alpha_{K\,эксп}$		$\alpha_{K\,теор}$	$\alpha_{K\,эксп}/\alpha_{K\,теор}$
Dy^{164}	72,8	$2,7 \pm 0,5$	[17]	2,20	$1,23 \pm 0,23$
Er^{166}	80,0	$1,9 \pm 0,3$	[18]	1,65	$1,15 \pm 0,16$
		$1,9 \pm 0,2$	[19]		$1,15 \pm 0,11$
		1,9	[20]		1,15
		$1,85 \pm 0,13$	[21]		$1,12 \pm 0,08$
Yb^{170}	84,1	$1,5 \pm 0,2$	[18]	1,36	$1,10 \pm 0,13$
		$1,60 \pm 0,15$	[22]		$1,18 \pm 0,10$
		$1,56 \pm 0,15$	[23]		$1,15 \pm 0,10$
		1,6	[24]		1,18
		$1,69 \pm 0,02$	[25]		$1,24 \pm 0,03$
		$1,65 \pm 0,12$	[21]		$1,21 \pm 0,09$
		$1,34 \pm 0,08$	[26]		$0,99 \pm 0,06$
Dy^{160}	86,2	$1,65 \pm 0,2$	[18]	1,57	$1,05 \pm 0,08$
		1,6	[27]		1,02
		1,5	[28]		0,96
Hf^{176}	89,0	1,3	[18]	1,12	1,16
		$1,32 \pm 0,11$	[21]		$1,18 \pm 0,09$
Hf^{180}	93,3	$1,3 \pm 0,4$	[29]	1,04	$1,25 \pm 0,38$
W^{186}	122,9	$0,45 \pm 0,10$	[30]	0,58	$0,78 \pm 0,18$
Gd^{154}	123	0,54	[31]	0,653	0,83
Os^{186}	137,2	$0,37 \pm 0,08$	[30]	0,446	$0,83 \pm 0,17$
		$0,35 \pm 0,10$	[32]		$0,78 \pm 0,20$
		$0,45 \pm 0,03$	[33]		$1,01 \pm 0,06$
		0,36	[34]		0,81
Os^{188}	155	$0,40 \pm 0,05$	[33]	0,323	$1,24 \pm 0,16$
		$0,32 \pm 0,05$	[35]*		$1,02 \pm 0,15$
Rn^{222}	188	0,15	[36]	0,185	0,81
		$0,22 \pm 0,02$	[37]		$1,19 \pm 0,12$
Rn^{220}	241	0,13	[38]	0,111	1,17
Pt^{194}	328	$(5,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	[39]	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$1,14 \pm 0,12$
Pt^{196}	354	$(4,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$	[40]	$4,12 \cdot 10^{-2}$	$1,02 \pm 0,07$
Xe^{126}	385	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	[41]	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \pm 0,08$
		$1,7 \cdot 10^{-2}$	[42]		1,03
Hg^{198}	411	$(3,18 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$	[43]	$3,04 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \pm 0,01$
		$2,5 \cdot 10^{-2}$	[44]		0,82
		$(2,82 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	[45]		$0,92 \pm 0,02$
Hg^{202}	439	$3,4 \cdot 10^{-2}$	[46]	$2,63 \cdot 10^{-2}$	1,30
Pd^{106}	511	$(3,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$	[47]	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$0,82 \pm 0,23$
		$3 \cdot 10^{-3}$	[48]		0,61
Xe^{130}	528	$5,5 \cdot 10^{-3}$	[49]	$6,6 \cdot 10^{-3}$	0,83
Te^{122}	556	$(5,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	[50]	$5,20 \cdot 10^{-3}$	$1,00 \pm 0,08$
		$(6,6 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$	[51]		$1,26 \pm 0,26$
		$5,2 \cdot 10^{-3}$	[52]		1,00
Te^{124}	603	$3,4 \cdot 10^{-3}$	[53]	$4,18 \cdot 10^{-3}$	0,81
		$(3,63 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$	[54]		$0,86 \pm 0,01$
Ba^{134}	605	$(4,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	[55]	$5,07 \cdot 10^{-3}$	$0,93 \pm 0,06$
		$(4,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ **	[56 и 57]		$0,91 \pm 0,08$
Cd^{110}	656	$(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$	[51]	$2,74 \cdot 10^{-3}$	$0,80 \pm 0,29$
Xe^{132}	657	$2,7 \cdot 10^{-3}$	[58]	$3,67 \cdot 10^{-3}$	0,74

* Средневзвешенное из результатов [35].

** Сосчитано по $\alpha_{полн}$ [56] и $K/(L+M)$ [57].

Отношения конверсии на K-оболочке и L-подоболочках

Ядро	E_γ, keV	$K : L_1 : L_2 : L_3$ (эксперимент)				$K : L_1 : L_2 : L_3$ теоретич. (по Сливу)
Er^{168}	79,8	(0,77 ± 0,08)		: (0,84 ± 0,08)	: 1,00 [59]*	0,80 : 0,08 : 0,95 : 1,00
Er^{166}	80,0	0,73	: <0,10	: 0,72	: 1,00 [60,61]**	0,82 : 0,08 : 0,96 : 1,00
		1,22	: <0,10	: 0,72	: 1,00 [62,61]**	
Yb^{170}	84,1	(0,59 ± 0,06) :	0,10	: 0,83	: 1,00 [63,61]**	0,74 : 0,08 : 0,98 : 1,00
				0,8	: 1,0 [64]*	
Dy^{160}	86,2	1,22	0,2	: 1,1	: 1,00 [27,65]**	1,29 : 0,12 : 0,92 : 1,00
Hf^{176}	89,0	0,24	—	: 0,71	: 1,00 [66]	0,68 : 0,08 : 1,04 : 1,00
Hf^{180}	93,3	(1,15 ± 0,35) :		(1,4 ± 0,3)	: 1,0 [29]*	0,81 : 0,09 : 1,06 : 1,00
W^{182}	100,9	1,11	: 0,10	: 1,07	: 1,00 [67]	0,84 : 0,09 : 1,11 : 1,00
Sm^{152}	122	(4,38 ± 0,10) :	(0,46 ± 0,01)	: (1,03 ± 0,02)	: 1,00 [68]	4,38 : 0,41 : 0,99 : 1,00
Gd^{154}	123	(3,77 ± 0,08) :	(0,41 ± 0,01)	: (1,09 ± 0,03)	: 1,00 [68]	3,77 : 0,36 : 0,99 : 1,00
Os^{186}	137	(1,53 ± 0,07) :	—	: 1,24	: 1,00 [69,70]**	1,65 : 0,18 : 1,27 : 1,00
Os^{188}	155	(2,13 ± 0,40) :	(0,3 ± 0,2)	: (1,4 ± 0,1)	: 1,00 [33]	2,21 : 0,25 : 1,34 : 1,09
		(2,47 ± 0,13) :	(0,3 ± 0,2)	: (1,4 ± 0,1)	: 1,00 [69,71]**	
Os^{192}	206	4,58	: (0,71 ± 0,01)	: (1,64 ± 0,02)	: 1,00 [71,72]**	4,32 : 0,51 : 1,53 : 1,00

* $(L_1 + L_2)/L_3$.

** K/L по первой из этих работ, $L_1 : L_2 : L_3$ — по второй.

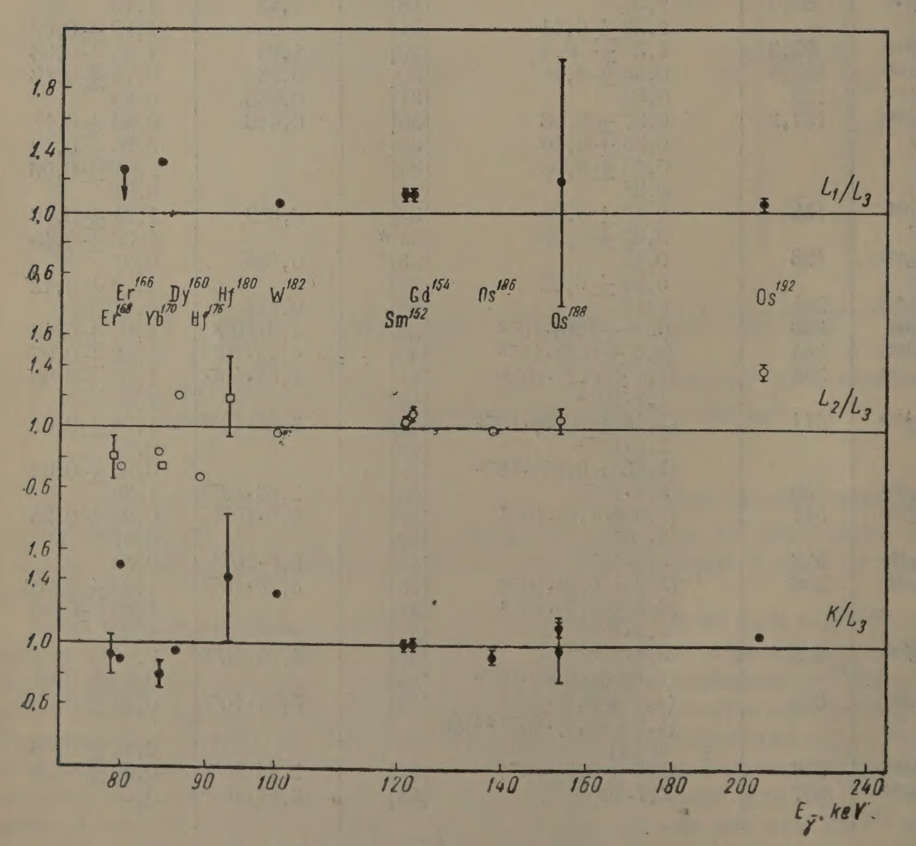


Рис. 2. Отношения $\frac{(K/L_3)_{\text{эксп}}}{(K/L_3)_{\text{теор}}}$, $\frac{(L_1/L_3)_{\text{эксп}}}{(L_1/L_3)_{\text{теор}}}$ (черные кружки), $\frac{(L_2/L_3)_{\text{эксп}}}{(L_2/L_3)_{\text{теор}}}$ (белые кружки) и $\frac{[(L_1+L_2)/L_3]_{\text{эксп}}}{[(L_1+L_2)/L_3]_{\text{теор}}}$ (квадраты) для коэффициентов конверсии на K- и L-подоболочках чистых $E2$ $(2^+ \to 0^+)$-переходов с энергией 70 ÷ 250 keV

Таблица 4

для чистых $E2$ $(2^+ \to 0^+)$-переходов с энергией 70÷250 keV

Ядро	E_γ keV	$\frac{(K/L_3)\text{эксп.}}{(K/L_3)\text{теор.}}$	$\frac{(L_1/L_3)\text{эксп}}{(L_1/L_3)\text{теор}}$	$\frac{(L_2/L_3)\text{эксп}}{(L_2/L_3)\text{теор}}$	$\frac{(K/L_2)\text{эксп}}{(K/L_2)\text{теор}}$	$\frac{(L_1/L_2)\text{эксп}}{(L_1/L_2)\text{теор}}$	$\frac{(L_1K)\text{эксп}}{(L_1/K)\text{теор}}$
Er^{168}	79,8	0,96 ± 0,10	—	0,81* ± 0,08	—	—	—
Er^{166}	80,0	0,89	<1,28	0,75	1,17	<1,7	<1,43
		1,49	—	—	2,0	—	<0,83
Yb^{170}	84,1	0,80 ± 0,08	1,33	0,84	0,95 ± 0,10	1,57	1,60 ± 0,16
				0,75*			
Dy^{160}	86,2	0,95	1,67	1,20	0,78	1,39	1,8
Hf^{176}	89,0	0,35	—	0,68	0,51	—	—
Hf^{180}	93,3	1,42 ± 0,42	—	1,22* ± 0,26	1,17* ± 0,25	—	—
W^{182}	100,9	1,32	1,06	0,97	1,37	1,09	0,8
Sm^{152}	122	1,00 ± 0,02	1,13 ± 0,02	1,04 ± 0,02	0,96 ± 0,02	1,09 ± 0,02	1,12 ± 0,03
Gd^{154}	123	1,00 ± 0,02	1,13 ± 0,03	1,10 ± 0,03	0,91 ± 0,02	1,03 ± 0,02	1,12 ± 0,03
Os^{186}	137	0,93 ± 0,04	—	0,98	0,95 ± 0,04	—	—
Os^{188}	155	0,96 ± 0,18	1,20 ± 0,80	1,05 ± 0,08	0,93 ± 0,20	1,15 ± 0,80	1,23 ± 0,82
		1,12 ± 0,06	—	—	1,07 ± 0,06	—	1,08 ± 0,72
Os^{192}	206	1,06	1,38 ± 0,02	1,07 ± 0,02	0,99	1,30 ± 0,02	1,30

Ссылка авторов [21] на возможное влияние структуры ядра совершенно лишена какого-либо основания, так как все эти переходы с ротационных уровней не только не запрещены, но даже, наоборот, необычно ускорены. Поэтому несмотря на тщательность, с которой, судя по статье [21], Мак-Гоун и Стельсон проводили опыты и их обработку, у них, по-видимому, вкралась какая-то систематическая погрешность. Очень желательны дальнейшие тщательные измерения КВК чистых $E2$-переходов во всей области низколежащих ротационных уровней четно-четных ядер.

В табл. 4 собраны случаи, когда измерено отношение $L_{\mathrm{I}}: L_{\mathrm{II}}: L_{\mathrm{III}}$ коэффициентов конверсии на L-подоболочках для чистых $E2$ $(2^+ \to 0^+)$-переходов с энергией 70—250 keV. Там же дано отношение K/L_3 для тех же переходов. Коэффициенты конверсии Слива на L-подоболочках [73] очень мало отличаются при этих Z и энергиях от КВК Роуза для электрического квадруполя.

Отношения $\frac{(K/L_3)_{\text{эксп}}}{(K/L_3)_{\text{теор}}}$, $\frac{(L_2/L_3)_{\text{эксп}}}{(L_2/L_3)_{\text{теор}}}$ и $\frac{(L_1/L_3)_{\text{эксп}}}{(L_1/L_3)_{\text{теор}}}$ представлены также на рис. 2. Видно, что эти отношения в большинстве случаев близки к единице и теория хорошо совпадает с экспериментом. Для K/L_3 и L_2/L_3 отклонения от единицы в обе стороны наблюдается одинаково часто и (кроме Os^{192}) почти не выходят за пределы погрешностей.

Все отношения L_1/L_3 и L_1/L_2 и почти все L_1/K оказались больше единицы, т. е. имеет место некоторое превышение экспериментального $\alpha_{L_{\mathrm{I}}}$ над теоретическим. Однако, так как это отклонение невелико, а конверсия на L_{I} оболочке в этой области Z и E_γ заметно меньше, чем на L_{II} и L_{III}, и ее относительно труднее измерить, можно думать, что отмеченное превышение есть результат экспериментальных погрешностей.

В табл. 5 собраны данные о некоторых переходах в тяжелых ядрах, которые по отношению $L_{\mathrm{I}}: L_{\mathrm{II}}: L_{\mathrm{III}}$ можно считать чистыми $M1$-переходами.

Отношения $\frac{(K/L_1)_{\text{эксп}}}{(K/L_1)_{\text{теор}}}$, $\frac{(L_2/L_1)_{\text{эксп}}}{(L_2/L_1)_{\text{теор}}}$ и $\frac{(L_3/L_1)_{\text{эксп}}}{(L_3/L_1)_{\text{теор}}}$ для этих переходов представлены на рис. 3.

Поправки на конечные размеры ядра имеют наибольшее значение для L_{I}-оболочки, где они составляют 30% при $Z = 85$ [4]. Результаты вычислений показали [73], что также немного — на 10% при $Z = 85$ — уменьшается и $\alpha_{L_{\mathrm{II}}}$, а $\alpha_{L_{\mathrm{III}}}$ практически остается без изменений.

Таблица 5

Отношения $K : L_1 : L_2 : L_3$ для переходов с энергией 40÷250 keV, которые, согласно этим отношениям, можно считать чистыми $M1$-переходами

Ядро	E_γ, keV	$(K/L)_{эксп}$	$K : L_1 : L_2 : L_3$ (эксперимент.)		$(K/L)_{теор}$	$K : L_1 : L_2 : L_3$ (теоретич. по Сливу)	$\frac{(K/L_1)_{эксп}}{(K/L_1)_{теор}}$	$\frac{(L_2/L_1)_{эксп}}{(L_2/L_1)_{теор}}$	$\frac{(L_3/L_1)_{эксп}}{(L_3/L_1)_{теор}}$
Tl^{208}	40	—	— : 100 : (10 ± 1,4) : 2 100 : (9,2 ± 0,4) : (0,8 ± 0,1)	[1,74] [75,76]	—	— : 100 : 10,8 : 1,00	— —	0,92 ± 0,13 0,85 ± 0,05	2 0,8 ± 0,1
Bi^{210}	46,6	—	— : 100 : (15 ± 3) : (0,86 ± 0,05) 100 : (10,5 ± 0,5) : (1,00 ± 0,05) 100 : (10,6 ± 0,2) : (0,96 ± 0,05]	[77] [78] [76]		— : 100 : 10,6 : 0,90	— — —	1,44 ± 0,29 1,00 ± 0,02 1,02 ± 0,04	0,96 ± 0,06 1,07 ± 0,05 1,03 ± 0,05
Bi^{214}	53	—	— : 100 : (10 ± 2,5) : (1,1 ± 0,2) 100 : 19 : 1	[79] [80]		— : 100 : 10,7 : 0,90	— —	0,94 ± 0,23 1,78	1,20 ± 0,20 1,1
Bi^{212}	115	5 ± 1	100 : 6 : — 100 : (12 ± 1) : <2 100 : (10,4 ± 0,3) : (0,88 ± 0,10)	[1,74] [81] [76]	5,47	612 : 100 : 10,9 : 0,81	0,92 ± 0,20* — — —	— 0,55 1,03 ± 0,08 0,95 + 0,03 —	— — <2,4 1,1 ± 0,1 —
Po^{210}	117	5,8 4	(440 ± 90) : 100 : (11,4 ± 2,2) : — 480 : 100 —	[82] [83] [84]	5,42	605 : 100 : 11,0 : 0,78 533 : 100 : 12,7 : 0,50	1,07* 0,73 ± 0,15 0,88	1,04 ± 0,20 —	— —
Np^{237}	208		(570 ± 110) : 100 : 13 : 0,7	[9]	4,88		1,03 ± 0,20	1,02	1,4
Bi^{212}	238	5,5 ± 2 5,9	100 : 6,4 : 0,45 100 : (10,8 ± 0,1) : (0,8 ± 0,02) 663 : 100 : (11,6 ± 0,3) : (0,66 ± 0,04) 100 : (10,4 ± 0,3) : (0,74 ± 0,04)	[85] [1,74] [86] [87] [76]	5,50	610 : 100 : 10,6 : 0,75	1,00 ± 0,18* — — 1,08	— 0,60 1,02 ± 0,01 1,09 ± 0,03 0,98 ± 0,03	— 0,60 1,06 ± 0,03 0,88 ± 0,06 0,99 ± 0,06

* Используя теоретическое $L_1/(L_2 + L_3)$.

В связи с экспериментальными подтверждениями поправок в L_I-конверсии, некоторые авторы находили также большую поправку к $\alpha_{L_{II}}$ [1, 88] — такую же, как к α_{L_I} и даже больше (до 60%). На рис. 3 приведены две точки $\frac{(L_2/L_1)_{\text{эксп}}}{(L_2/L_1)_{\text{теор}}} \sim 0,6$ для Bi^{212} 115 и 238 keV, которые дали для этого повод. Видно, что эти данные расходятся с большинством измерений.

Самые точные измерения (например, [86]) показывают, что КВК Слива хорошо согласуются с экспериментальными данными и никакие дальнейшие поправки в $\alpha_{L_{II}}$ не требуются.

Ошибки у упомянутых авторов [1, 88] возникли вследствие больших трудностей в графическом разделении близколежащих сильной L_I- и сла-

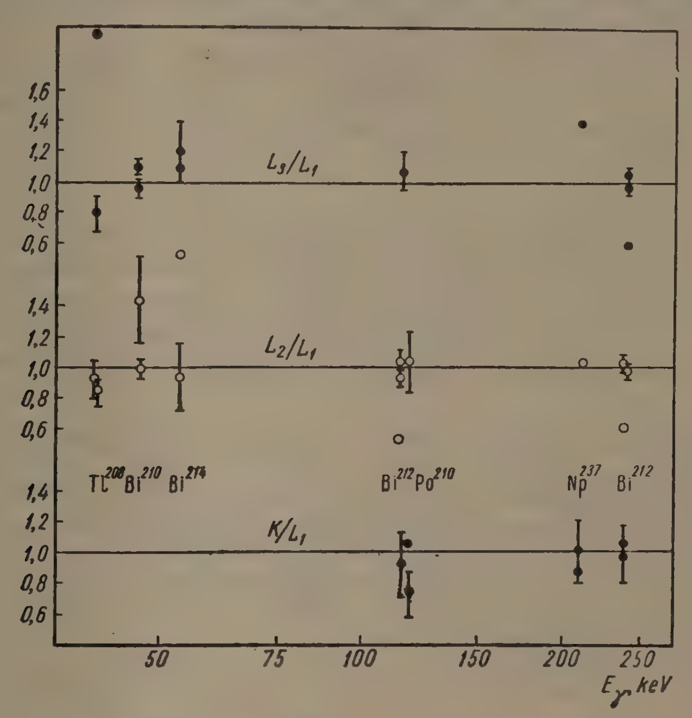


Рис. 3. Отношения $\frac{(K/L_1)_{\text{эксп}}}{(K/L_1)_{\text{теор}}}$, $\frac{(L_3/L_1)_{\text{эксп}}}{(L_3/L_1)_{\text{теор}}}$ (черные кружки) и $\frac{(L_2/L_1)_{\text{эксп}}}{(L_2/L_1)_{\text{теор}}}$ (белые кружки) для коэффициентов конверсии переходов с энергией 40 ÷ 250 keV, которые по отношению $L_1 : L_2 : L_3$ можно считать чистыми $M1$

бой L_{II}-линий или в определении интенсивностей этих линий, регистрируемых фотографическим методом. На возможность этой ошибки указывалось [1], но она все же успела укорениться. Так, например, когда Рассмуссен, Канаван и Холлендер в 1957 г. [9] не обнаружили для чистого $M1$-перехода 208 keV в Np^{237} поправки в $\alpha_{L_{II}}$ в 50%, они сочли это новой аномалией в КВК и приписали ее возможному эффекту Черча и Вензера.

Теперь по поводу отношения M/L. Недавно Роуз* вычислил коэффициенты конверсии на M-оболочке. Однако эти вычисления, проведенные без учета экранирования, по абсолютной величине расходятся с опытом в 1,5÷2 раза и пригодны только для определения отношений конверсии в M-подоболочках. Отношение M/L пока следует использовать эмпирическое.

На рис. 4, 5, 6 и 7 показаны отношения M/L и $\frac{M+N}{L}$ для $E1$-,

* Ссылки на эту работу см. [9, 14, 78, 89].

$E2$-, $E3$-, $E4$-, $M1$-, $M3$- и $M4$-переходов [90]. Для смешанных переходов (например, $M1+E2$) отношения M/L помещались в рисунок соответственно тому мультиполю, доля которого больше 50%. К сожалению, авторы не всегда уточняют, какие именно отношения они измеряют и поэтому многие $\frac{M}{L}$-отношения фактически являются $\frac{M+N}{L}$. Это в значительной мере затрудняет анализ данных. Из этих рисунков видно,

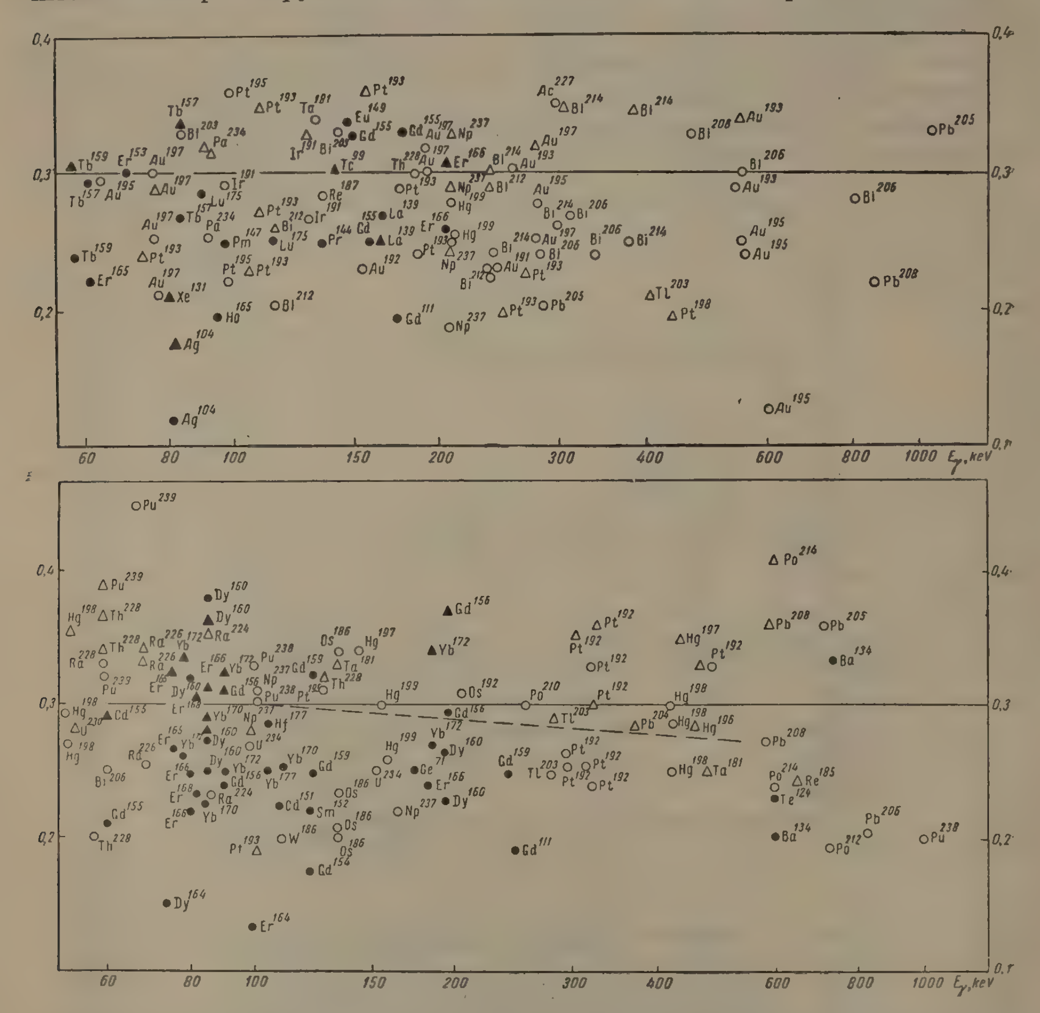


Рис. 4. Отношения $\frac{M}{L}$ (кружки) и $\frac{M+N}{L}$ (треугольники) для $M1$-переходов с энергией $50 \div 1250$ keV. Черные кружки и треугольники — $Z \leqslant 73$, светлые кружки и треугольники $Z \geqslant 74$

Рис. 5. Отношения $\frac{M}{L}$ (кружки) и $\frac{M+N}{L}$ (треугольники) для $E2$-переходов с энергией $50 \div 1250$ keV. Черные кружки и треугольники — $Z \leqslant 73$, светлые кружки и треугольники — $Z \geqslant 74$

что отношение M/L очень слабо зависит от энергии, заряда ядра и мультипольности и во всех случаях составляет около 0,3. Этот, казалось бы, странный результат, можно объяснить тем, что конверсия на M_{IV}- и M_V-подоболочках невелика, а M_I, M_{II}- и M_{III}-конверсия зависит от всех перечисленных аргументов приблизительно так же, как L_I-, L_{II}-, L_{III}-и, следовательно, их отношение оказывается постоянным. Для энергий, меньших 50 keV, это уж не так. Ввиду большого разброса данных, нам пока не удалось заметить определенных закономерностей, и отношения M/L

при $E_\gamma < 50$ keV не приведены на графиках. Для $E2$ и $M1$ ($E_\gamma > 50$ keV) возможно уточнение: M/L и $\frac{M+N}{L}$ равны, соответственно $\approx 0{,}25$ и $\approx 0{,}31$. Для отношений $\frac{N+O}{M}$ данных значительно меньше и они еще

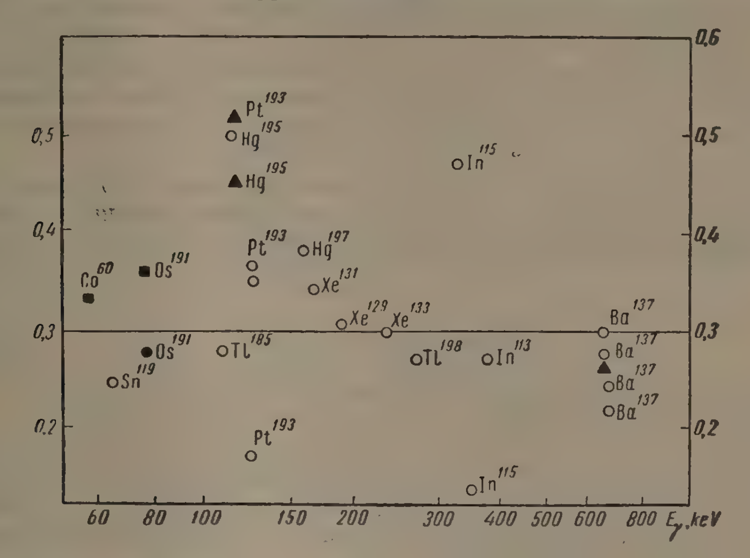


Рис. 6. Отношения M/L для $M3$-(черные кружки) и $M4$-(светлые кружки) переходов с энергиями $50 \div 1000$ keV. Отношения $\frac{M+N}{L}$ для $M3$-(квадраты) и $M4$-(треугольники) переходов

менее точны. Однако в основном они также группируются в пределах $0{,}2 \div 0{,}4$.

В заключение следует отметить, что, в общем, измерения КВК в ряде случаев очень неточны и противоречивы. Так, например, для 74,7 keV

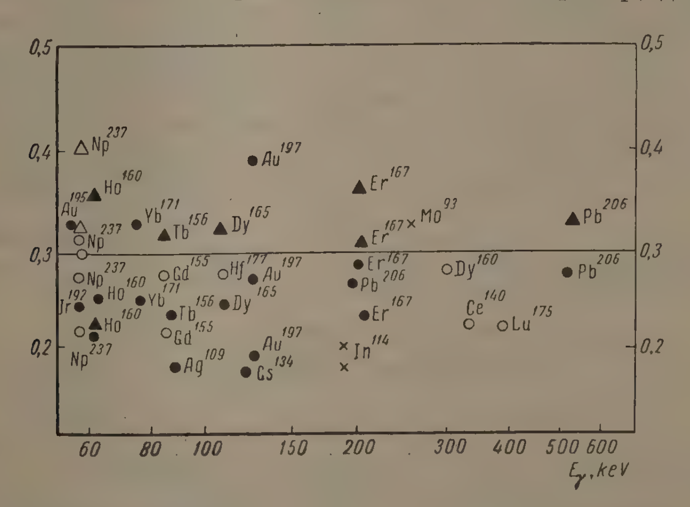


Рис. 7. Отношения M/L (кружки и крестики) и $\frac{M+N}{L}$ (треугольники) для $E1$-(светлые кружки и треугольники), $E3$-(черные кружки и треугольники) и $E4$-(крестики) переходов

Dy^{161} для отношения K/L в [91] получено 1,30, а в [92] ~ 7. Оба измерения 1956 г. Для 337 keV In^{115} для отношения L/M получено $2{,}2 \pm 0{,}3$ [93] и > 10 [94] (1955 г.) (см. рис. 6) и т. п.

Кроме того, до настоящего времени КВК измерены едва ли для 10% известных γ-переходов в ядрах.

В случаях, когда КВК измерены несколько более тщательно, оказывается, что теоретические КВК Слива, вычисленные с учетом размеров ядра, удовлетворительно согласуются с опытом. Вместе с тем имеются основания полагать, что при сильно запрещенных переходах могут быть обнаружены случаи, когда КВК может заметно зависеть от более тонких деталей ядерной структуры. Этот эффект является редким и сугубо индивидуальным для отдельных ядер, и еще нет достаточно надежных подтверждений его существования.

Автор благодарен Л. А. Сливу за предоставление некоторых результатов вычислений КВК на L-оболочке до их опубликования, за ознакомление с препринтами [8, 45, 89] и за обсуждение настоящего обзора.

Цитированная литература

1. Wapstra A., Nijgh G., Nucl. Phys., **1**, 245 (1956).
2. McGowan F., Stelson P., Phys. Rev., **103**, 1113 (1956).
3. Крисюк Э. М., Латышев Г. Д., Листенгартен М. А., Острецов Л. А., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 363 (1956).
4. Слив Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **21**, 770 (1951); Слив Л. А. и Листенгартен М. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **22**, 29 (1952); Слив Л. А. и Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения, ч. I.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
5. Rose M., Goertzel G., Spinard B., Harr J., Strong P., Phys. Rev., 83, 79 (1951); Rose M., В книге «Beta- and gamma-ray spectroscopy», Ed. K. Siegbahn.— Amsterdam, 1955.
6. Church E., Weneser J., Phys. Rev., **104**, 1382 (1956).
7. Берестецкий В. Б., Долгинов А. З., Тер-Мартиросян К. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **20**, 527 (1950).
8. Nilsson S., Rasmussen J., Nucl. Phys., **5**, 617 (1958).
9. Rasmussen J. O., Canavan F. L., Hollander J. M., Phys. Rev., **107**, 141 (1957).
10. Snyder E., Frankel S., Phys. Rev., **106**, 755 (1957).
11. Stelson P., McGowan F., Phys. Rev., **105**, 1346 (1957).
12. Engelkemeier D., Magnusson L., Phys. Rev., **99**, 135 (1955).
13. Milsted J., Rosenblum S., Valadares M., C. R. Acad. Sci., **239**, 259, 700 (1954); Turner T. F., Philos Mag., **46**, 687 (1955); Jaffe N., Passel T., Braun C., Perlman I., Phys. Rev., **97**, 142 (1955); Баранов С. А., Шлягин К. Н., Доклады на конференции по мирному использованию атомной энергии.— Изд. АН СССР, М., 1955; Hollander J., Smith W., Rasmussen J., Phys. Rev., **102**, 1372 (1956).
14. Rosenblum S., Valadares M., J. phys. et radium, **18**, 609 (1957).
15. Kisslinger L., Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 358 (1957); Reiner A. S., Nucl. Phys., **5**, 544 (1958).
16. Reitz J., Phys. Rev., **77**, 10 (1950).
17. Brown H., Becker R., Phys. Rev., **96**, 1372 (1954).
18. McGowan F., Phys. Rev., **85**, 151 (1952).
19. Sunyar A. W., Phys. Rev., **93**, 1345 (1954).
20. Graham R. L., Wolfson J. L., Clark M. A., Phys. Rev., **98**, 1173 (1955).
21. Mc Gowan F., Stelson P., Phys. Rev., **107**, 1674 (1957).
22. Graham R., Wolfson J., Bell R., Canad. J. Phys., **30**, 459 (1952).
23. Linden K., Starfelt N., Arkiv Fys., **7**, 109 (1954).
24. Jaffe N., Nucl. Sci. Abstrs, **9**, № 24 B, (1955).
25. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nuovo Cimento, **3**, 1007 (1956).
26. Houtermans H., Z. Phys., **149**, 215 (1957).
27. Nathan O., Nucl. Phys., **4**, 125 (1957).
28. Clark M., Knowles J., Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 231 (1957).
29. Гвоздев В. С., Русинов Л. И., Хазов Ю. Л., Тезисы докладов VIII совещания по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
30. Steffen R. M., Phys. Rev., 82, 827 (1951).
31. Juliano J., Stephens F., Phys. Rev., **108**, 341 (1957).
32. Metzger F., Hill R., Phys. Rev., **82**, 646 (1951).
33. Johns M., McMullen C., Williams I., Nablo S., Canad. J. Phys., **34**, 69 (1956).

34. Porter F., Freedman M., Novey T., Wagner F., Phys. Rev., 103, 921 (1956).
35. Potnis V. R., Phys. Rev., 104, 722 (1956).
36. Roy R., Goes M., C. R. Acad. Sci., 238, 469 (1954).
37. Juric M., Stanojević D., Bull. Inst. Nucl. Sci. Boris Kidric, 5, 15 (1956).
38. Rosenblum S., Valadares M., Guillot M., J. phys. et radium, 15, 129 (1954).
39. Thieme M., Bleuler E., Phys. Rev., 102, 195 (1956).
40. Thieme M., Bleuler E., Phys. Rev., 101, 1031 (1956).
41. Marty N., Langevin H., Huber P., J. phys. et radium., 14, 662 (1953); C. R. Acad Sci., 236, 1153 (1953).
42. Koerts L., Macklin P., Farelly B., Van Lieshöut R., Wu C., Phys. Rev., 98, 1230 (1955).
43. Simons L., Phys. Rev., 86, 570 (1952).
44. Connors D., Miller W., Waldman B., Phys. Rev., 102, 1584 (1956).
45. Wapstra A., В книге Proceedings Rehowoth Conference on Nucleal Structure.— North — Holland Publ. Co, Asmterdam, 1958.
46. Kramers P., Hamers H., Meijer G., Physica, 22, 208 (1956).
47. Alburger D. E., Phys. Rev., 88, 339 (1952).
48. Bendel W., Phys. Rev., 90, 880 (1953).
49. Caird R. S., Mitchell A. C., Phys. Rev., 94, 412 (1954).
50. Glaubman M. J., Phys. Rev., 98, 645 (1955).
51. Rohr R., Birkhof R., Phys. Rev., 98, 1266 (1955).
52. Farrelly B., Koerts L., Benczer N., Van Lieshöut R., Wu C., Phys. Rev., 99, 1440 (1955).
53. Langer L., Lazar N., Moffat R., Phys. Rev., 91, 338, 485 (1953).
54. Hutchinson D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 699 (1952).
55. Bertolini G., Bettoni M., Lazzarini E., Nuovo Cimento, 2, 273 (1955).
56. O'Friel Z., Weber A., Phys. Rev., 101, 1076 (1956).
57. Keister G., Lee E., Schmidt F., Phys. Rev., 97, 451 (1955).
58. Finston H., Bernstein W., Phys. Rev., 96, 71 (1954).
59. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 918 (1957).
60. Graham R. L., Wolfson J. L., Clark M. A., Nucl. Sci. Abstr., 9, № 24 B, 96 (1955).
61. Mihelich J., Phys. Rev., 87, 646 (1952).
62. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Дмитриев В. Г., Морозов В. А., Пекер Л. К., Преображенский Б. К., Тезисы докладов VIII совещания по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
63. Gray P., Phys. Rev., 101, 1306 (1956).
64. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).
65. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский В. К., Янчевская И. С., Докл. АН СССР, 117, 53 (1957).
66. Mihelich J., Church E., Phys. Rev., 85, 690 (1952).
67. Murray J., Snelgrove P., Marmier P., Dumond J., Phys. Rev., 97, 1007 (1956).
68. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхваришвили Р. Я., Кольцов В. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 39 (1957); Nucl. Phys., 2,395 (1956).
69. Nielsen K., Niellen O., Nucl. Phys., 5, 319 (1958).
70. Swann J., Hill R., Phys. Rev., 91, 424 (1953).
71. Baggerly L., Marmier P., Boehm F., Dumond J., Phys. Rev., 100, 1364 (1955).
72. Кельман В. М., Мецхваришвили Р. Я., Романов В. А., Тучкевич В. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 33, 588 (1957); Nucl. Phys., 4, 240 (1957).
73. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения. ч. II. *L*-оболочка.— Изд. АН СССР, 1958.
74. Siegbahn K., Gerholm T. В книге «Beta-and gamma-ray Spectroscopy». — Amsterdam, 1955.
75. Жерновой А., Крисюк Э., Латышев Г., Ременный А., Сергеев А., Фадеев В., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 682 (1957).
76. Сергеев А. Г., Сообщение на VIII совещании по ядерной спектроскопии.— Л., 1958.
77. Джелепов Б. С., Башилов А. А., Червинская Л. С., Изв. АН СССР. Сер.физ., 17, 428 (1953).
78. Frilley M., Valadares M., J. phys. et. radium, 18, 468 (1957).
79. Nielsen K., Nielsen O., Wagonner M., Nucl. Phys., 2, 476 (1956).
80. Mladenovic M., Slätis H., Arkiv Fys., 8, 65 (1954).

81. Krisyouk E. M., Sergeev A. G., Latyshev G. D., Vorobyev V. D., Nucl. Phys., **4**, 579 (1957).
82. Hoff R. W., Nucl. Sci. Abstr., 9, *24* B, 119 (1955).
83. Mihelich J., Schardt A., Segrè E., Phys. Rev., **95**, 1508 (1954).
84. Wagner F., Friedman M., Engelkemeier D., Huizenga J., Phys. Rev., **89**, 502 (1953).
85. Nielsen O. B., Dan. Mat.-Fys. Medd., **30**, *11* (1955).
86. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхваришвили Р. Я., Докл. АН СССР, **103**, 577 (1956).
87. Воробьев В., Ильин К., Кольчинская Т., Латышев Г., Сергеев А., Трофимов Ю., Фадеев В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 954 (1957).
88. Sokolovski E., Edvarson K., Siegbahn K., Nucl. Phys., **1**, 160 (1956).
89. Cressman R., Wilkinson R., в книге Proceedings Rehovoth Conference on Nuclear Structure., Nort — Holland Publ. Co, Amsterdam, 1958.
90. Данные взяты в основном из Nucl. Sci. Abstr., *24* B, **7** (1953), **8** (1954), **9** (1955), **10** (1956); **11**, *1—20* (1957); Сиборг С., Перльман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— Изд. ИЛ, М., 1956 и др.
91. Cork J., Brice M., Schmid L., Helmer R., Phys. Rev., **104**, 481 (1956).
92. Smith W., Hamilton J., Robinson R., Langer L., Phys. Rev., **104**, 1020 (1956).
93. Антонова А., Изв. АН СССР. Сер физ., **20**, 896 (1956).
94. Varma V., Mandevill C., Phys. Rev., **97**, 977 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ Yb^{169}

Ядро Yb^{169}, захватывая атомные электроны, превращается в Tu^{169}. Излучение, сопровождающее распад Yb^{169}, исследовалось в ряде работ [1—4].

В результате изучения γ — γ-совпадений [2], прецизионного определения энергии γ-переходов [4] и определения относительных интенсивностей γ-лучей и конверсионных электронов [1—4] получена схема распада Yb^{169}, изображенная на рис. 1. Все авторы указанных работ изучали спектры γ-лучей и конверсионных электронов Yb^{169}, полученного путем облучения стабильного иттербия нейтронами.

Нами изучен спектр конверсионных электронов Yb^{169}, полученного в реакции глубокого отщепления на тантале [5]. Полученный в результате хроматографического выделения препарат иттербия (в виде соли молочной кислоты) выпаривался на алюминиевой полоске размером $0{,}005 \times 1{,}0 \times 6$ мм, которая использовалась в качестве источника для изучения спектра конверсионных электронов на магнитном спектрометре типа кэтрон [6]. Приборная разрешающая способность в наших измерениях равнялась 0,6%.

Танталовая мишень облучалась протонами около трех месяцев. Хроматографическое разделение было выполнено через неделю после снятия мишени с облучения, а измерения были начаты еще через две недели.

Рис. 1. Схема распада Yb^{169}

Полученный нами спектр конверсионных электронов препарата иттербия представлен на рис. 2. Повторные измерения спектра, выполненные дважды с интервалами между измерениями около месяца, показали, что вид спектра с течением времени не менялся, а интенсивность конверсионных линий спадала с периодом полураспада около 32 дн. Это позволило приписать все обнаруженные конверсионные линии Yb^{169}.

Экспериментальные результаты изучения конверсионных электронов Yb^{169} представлены в табл. 1.

Переход 63 keV

Этому переходу приписаны конверсионные линии 52,70 keV 54,11 keV, 60,38 keV и 62,20 keV (рис. 3). Энергии линий лучше всего согласуются с идентификацией их как $(L_{\text{I}} + L_{\text{II}})$-, L_{III}-, M- и N-линий γ-перехода с энергией $(62{,}7 \pm 0{,}3)$ keV. Отношение интенсивностей линий внутренней

Таблица 1

Экспериментальные результаты изучения конверсионных электронов Yb^{169}

№ п/п	E_e, keV	$H\rho$, Gs·см	Относительная интенсивность	Идентификация	E_γ, keV
1	5,47±0,06	250	—	L-Оже	
2	5,94±0,02	261	—		
3	6,30±0,02	268,5	—	(M-8,4)	
4	7,70±0,02	297	—	(N-8,4)	
5	10,42±0,06	346	—	L-21	
6	18,22±0,14	459	—	M-21	
7	20,16±0,12	507,5	—	N-21	
8	33,86±0,05	631	136±12	K-93	93,2±0,3
9	35,35±0,05	645	—	—	
10	38,88±0,15	673	—	—	
11	40,23±0,13	690	—	—	
12	41,40±0,10	700	—	—	
13	49,93±0,17	772	348±12	K-109	109,3±0,3
14	52,70±0,07	794	76±6	L_I-63	62,7±0,3
15	54,11±0,14	805		L_{III}-63	
16	58,38±0,12	838	17,2±1,4	K-118	117,71±0,25
17	60,38±0,28	853	16,8±1,2	M-63	
18	62,20±0,13	866	3,6±1,2	N-63	
19	70,71±0,07	927,5	59±2	K-130	
20	83,08±0,25	1011	14,2±1,2	L_I-93	
21	91,00±0,29	1062	2,8±0,2	M-93	
22	92,6	1072	0,5±0,1	N-93	
23	99,19±0,06	1113	51,6±1,0	L-109	
24	107,05±0,21	1160		M-109	
25	108,05±0,30	1166	30,6±1,5	L-118,N-109	
26	109,14±0,02	1173			
27	117,50±0,05	1221	92±5	K-177	
28	120,69±0,05	1239	44±3	L_{II}-130	
29	121,53±0,05	1244		L_{III}-130	
30	128,22±0,16	1281	11,6±1,6	M-130	
31	129,75±0,20	1290	5,5±0,5	N-130	
32	138,41±0,13	1337	100	K-198	
33	167,08±0,20	1487	13,5±2,1	L_{II}-177	
34	168,1 ±0,20	1492		L_{III}-177	
35	174,72±0,10	1525	3,2±0,4	M-177	
36	176,6 ±0,2	1535	1,4±0,4	N-177	
37	188,07±0,10	1591	19±2	L_{II}-198	
38	189,0 ±0,2	1596		L_{III}-198	
39	195,7 ±0,3	1625	3,4±0,4	M-198	
40	197,6 ±0,3	1638	1,4±0,2	N-198	
41	201,8 ±0,2	1658	0,4±0,1	K-261	
42	248,70±0,05	1875	4,1±0,1	K-308	308,03
43	249,9 ±0,1	1881		K-309	309,23
44	298,48±0,13	2094	1,2±0,1	L-308	
45	306,07±0,10	2127	0,3±0,1	M-308	

конверсии на L-подоболочках $(L_I + L_{II}) / L_{III}$ лучше всего согласуется с теоретическим для перехода типа $E1$ (табл. 2).

Переход 93 keV

Переходу 93 keV приписаны электронные линии: 33,86 (K), 83,08 (L_I), 91,00 (M) и 92,6 keV (N). По разности $K - M$, равной 57,14 ± 0,34 keV, однозначно установлено, что переход происходит в ядре Tu ($Z = 69$). По K-линии энергия перехода получается равной (93,2 ± 0,3 keV.) Положение пика линии 83,08 keV в точности совпадает с положением линии внутренней конверсии на L_I-подоболочке. Это подтверждает идентификацию

линии 83,08 keV. Рассмотрение теоретических коэффициентов конверсии на L-подоболочках для перехода 93,2 keV показывает, что конверсия идет в основном на подоболочке L_I только для переходов типа $E1$, $M1$

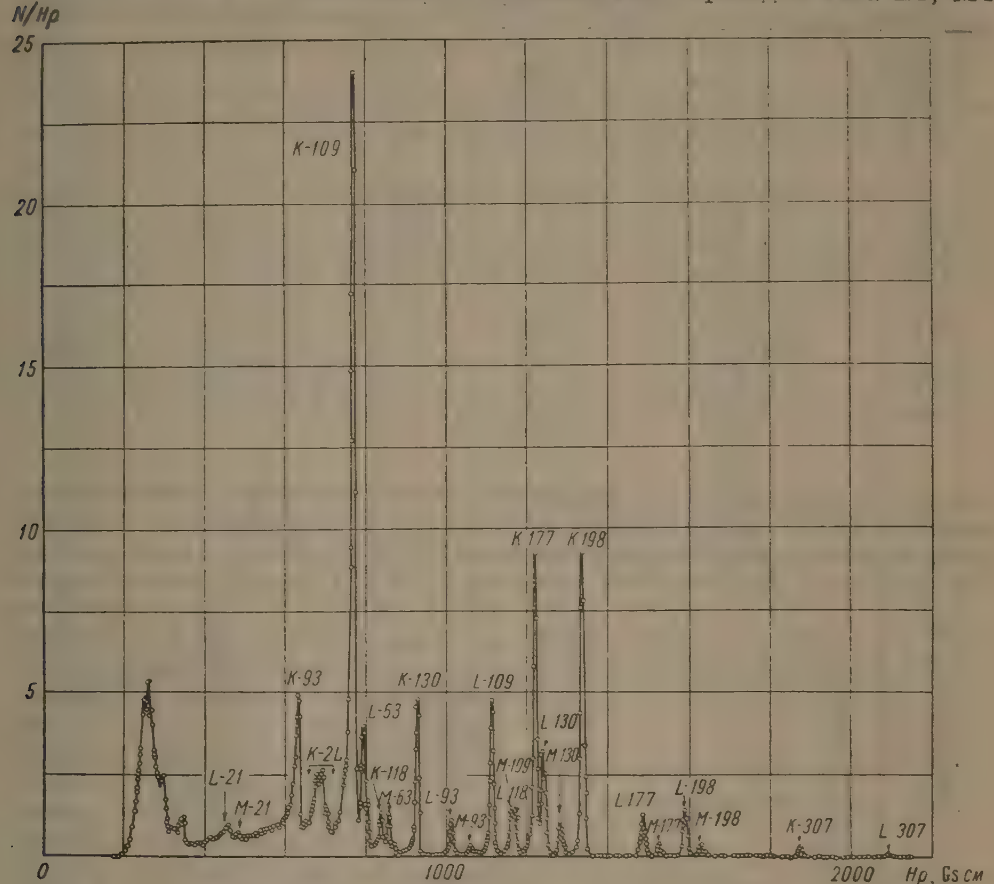


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов Yb^{169}

и $M2$. Экспериментальное значение отношения интенсивностей K- и L-конверсионных линий этого перехода равно 9,6. Это отношение не согласуется ни с одним из теоретических, но ближе всего к теоретическим отношениям для переходов типа $M1$ или $E1$ (табл. 2).

Переход 109 keV

Электронные линии 49,93 (K); 99,19 (L) и 107,05 keV (M) приписаны γ-переходу 109 keV. Разность $K - M$, равная $57{,}1 \pm 0{,}4$ keV, позволяет установить, что переход происходит в ядре тулия. По энергии K-линии получаем энергию γ-перехода $109{,}3 \pm 0{,}3$ keV. Энергетическое положение линии 99,19 keV (L) и ее форма позволяют утверждать, что L-конверсия этого перехода идет в основном по подоболочке L_I. Экспериментальное значение отношения $K{:}L$ ближе всего к теоретическому для переходов типа $M1$ или $E1$ (табл. 2).

Преимущественная конверсия на подоболочке L_I ($L_I/(L_{II}+L_{III}) = 10$) характерна для перехода типа $M1$ (для перехода типа $E1$ $L_I/(L_{II} + L_{III}) = 1{,}8$).

Переход 118 keV

Для точной идентификации такого перехода у нас нет достаточных оснований (K-линия видна, но L-линия не отделена от соседних), но другие

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и теоретических отношений интенсивностей конверсионных линий Yb^{169}

Энергия перехода, keV	Отношения	Экспериментальное значение	Теоретические отношения					
			*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3
63	$(L_I+L_{II})/L_{III}$	2,9	2,9	1,1	0,24	0,01	3,8	1,3
93	K/L	9,6	6,9	0,97	0,12	5,7	3,2	0,85
109	K/L	6,7	7,0	1,1	0,15	5,7	3,5	1,2
118	K/L	1	6,4	1,4	0,17	5,5	3,8	1,2
130	K/L	1,3	6	1,6	0,23	5,2	3,9	1,5
	$(L_I+L_{II})/L_{III}$	1	4,3	1,2	2,3	115	5,7	1,3
177	K/L	6,8	6,8	2,5	0,57	5,2	4,4	2,1
	$(L_I+L_{II})/L_{III}$	1,5	7,4	1,5	2,4	135	9,0	2,5
198	K/L	5,4	6,9	2,5	0,81	5,5	4,9	2,5
	$(L_I+L_{II})/L_{III}$	2,2	7,2	2,2	1,9	135	10	3,0
308	K/L	3,4	6,8	4,0	1,6	6,3	5,8	3,5

авторы [4] указывают на существование этого γ-перехода. Конверсионную линию 53,38 keV можно считать его *K*-линией. Если считать, что γ-переход происходит в тулии, то его энергия равна 117,71±0,25 keV. Линия внутренней конверсии на *L*-оболочке перехода 117,7 keV должна иметь энергию около 108 keV, т. е. она должна расположиться между *M*- и *N*-линиями γ-перехода 109 keV. Действительно, в этом районе наблюдается несколько неразрешенных электронных линий. Вероятно, это *M*- и *N*-линии перехода 109 keV и *L*-линия перехода 117,7 keV. Так как линии не разрешены, определить интенсивность *L*-линии нельзя. Впрочем, исходя из известного опытного факта, что интенсивность конверсии на *M*- и *N*-подоболочках обычно составляет 25—40% от интенсивности *L*-конверсии, можно оценить интенсивность *M*- и *N*-конверсионных линий перехода 109 keV. В принятых в табл. 1 единицах эта интенсивность будет равна ~15, и таким образом интенсивность *L*-118 также ~15, т. е. отношение *K*/*L* для перехода 118 keV приблизительно равно единице.

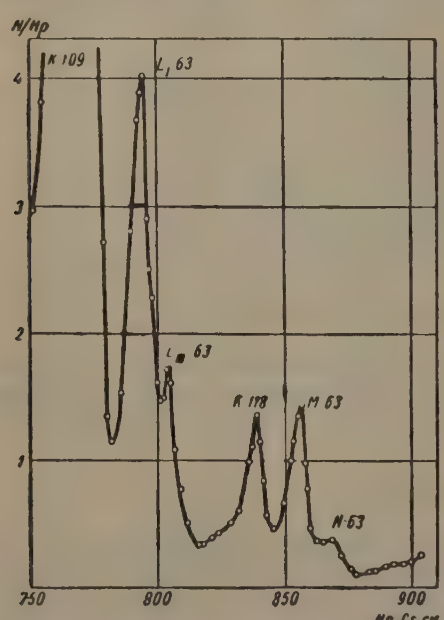


Рис. 3. Участок спектра конверсионных электронов Yb^{169}. Линии внутренней конверсии γ-перехода 62,7 keV

Сравнение этого значения с теоретическими *K*/*L* (табл. 2) позволяет ограничить возможные мультипольности этого перехода характеристиками *E*2 и *M*3. *M*-линия этого перехода, энергия которой должна быть 115,4 keV, незаметна на фоне интенсивной линии 117,5 keV (*K*-177).

Переход 130 keV

Переходу 130 keV принадлежат электронные линии 70,71 (*K*), 120,69 ($L_I + L_{II}$), 121,53 (L_{III}), 128,22 (*M*) и 129,75 keV (*N*). Разность *K* — *M* равна 57,51 ± 0,20 keV. Следовательно, переход происходит в ядре ту-

лия. По K-линии получаем энергию перехода $(130{,}04 \pm 0{,}2)$ keV. Из полученной энергии γ-перехода однозначно вытекает, что линии 120,69 и 121,53 keV являются $(L_{\rm I} + L_{\rm III})$- и $L_{\rm III}$-линиями, соответственно. Сравнение экспериментальных отношений K/L и $(L_{\rm I} + L_{\rm III})/L_{\rm III}$ позволяет выбрать две возможные характеристики для этого перехода: $E2$ или $M3$ (табл. 2).

Следует отметить, что пик $(L_{\rm I} + L_{\rm II})$ расположен ближе к энергии линии $L_{\rm II}$. Это характерно для перехода типа $E2$ (у $M3$ наоборот).

Переход 177 keV

Переход 177 keV идентифицирован по электронным линиям 117,50 (K), 167,08 $(L_{\rm I} + L_{\rm II})$, 168,1 $(L_{\rm III})$, 174,72 (M) и 176,6 keV (N). По

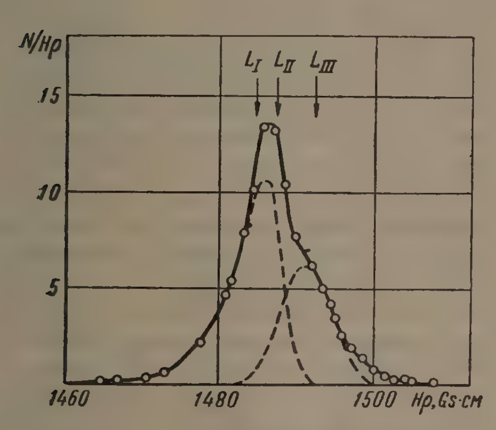


Рис. 4. Участок спектра конверсионных электронов Yb^{169}. L-линия γ-перехода 177,2 keV

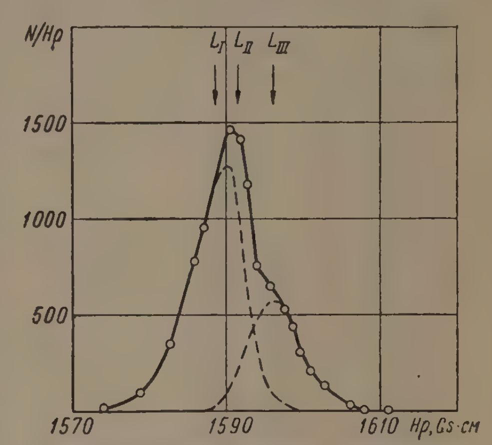


Рис. 5. Участок спектра конверсионных электронов Yb^{169}. L-линия γ-перехода 198,0 keV

разности $K - M$, равной $(52{,}20 \pm 0{,}15)$ keV, видно, что переход происходит в ядре с $Z = 69$. Следовательно, энергия перехода по K-линии равна $176{,}83 \pm 0{,}3$ keV. При этой энергии перехода энергетическое положение линий 167,08 и 168,1 keV позволяет идентифицировать их как $(L_{\rm I} + L_{\rm II})$- и $L_{\rm III}$-конверсионные, причем положение пика линии 167,07 keV показывает, что конверсия идет, в основном, на $L_{\rm II}$-подоболочке.

Сравнение экспериментальных и теоретических отношений K/L и $L_{\rm III}/(L_{\rm I} + L_{\rm II})$ (табл. 2, рис. 4) не позволяет сделать выбор между характеристиками перехода типа $M1$ и $E2$. Вероятно, на самом деле имеет место смесь типа $(M1 + E2)$.

Переход 198 keV

Этому переходу приписаны электронные линии 138,41 (K), 188,07 $(L_{\rm I} + L_{\rm II})$, 189,0 $(L_{\rm III})$, 195,7 (M) и 197,06 keV (N). Разность $K - M$, равная $57{,}3 \pm 0{,}4$ keV, позволяет утверждать, что переход происходит в ядре тулия. По K-линии получаем энергию перехода $197{,}74 \pm 0{,}4$ keV. При этой энергии перехода энергетическое положение линий 188,07 и 189,0 keV позволяет идентифицировать их, как $(L_{\rm I} + L_{\rm II})$- и $L_{\rm III}$-конверсионные линии, причем положение пика линии 167,08 keV показывает, что конверсия идет в основном на $L_{\rm II}$-подоболочке.

Сравнение экспериментальных и теоретических отношений K/L и $L_{\rm III}/(L_{\rm I} + L_{\rm II})$ (табл. 2, рис. 5) не позволяет сделать выбор между характеристиками типа $M1$ и $E2$. Вероятно, на самом деле имеет место смесь типа $(M1 + E2)$.

Переход 261 keV

Линия 201,8 keV может быть приписана переходу 261 keV. Если считать эту линию K-конверсионной, то энергия перехода получается равной $261,1 \pm \pm 0,5$ keV.

Переход 308 keV

Этому переходу следует приписать электронные линии 248,7 (K), 298,48 (L) и 306,07 keV (M). Обращает на себя внимание форма линии 248,7 keV (рис. 6). Необходимо сделать предположение о существовании близкой неразрешенной линии с энергией $(249,9 \pm 0,1)$ keV. Для идентификации этой линии можно было бы сделать предположение, что это L-линия перехода 261 keV. Однако в этом случае мультипольность перехода была бы равна четырем или больше ($K/L = =0,4$). Против идентификации этой линии как L-261 говорит также и то, что совсем незаметна M-линия перехода 261 keV, которая при такой идентификации должна бы быть заметной. Нам представляется более вероятной идентификация этой линии как K-309,2. Этой идентификации не противоречит форма линий 298,48 и 306,07 keV, если их считать суммарными L- и M-пиками γ-переходов 308,03 и 309,23 keV. В связи с тем, что разделить L-линии этих переходов не представляется возможным, определить отношения K/L для этих переходов нельзя. Отношение суммарных интенсивностей K- и L-линий этих переходов равно 3,4. Это отношение близко к отношениям для переходов типа $E2$ и $M3$ (табл. 2).

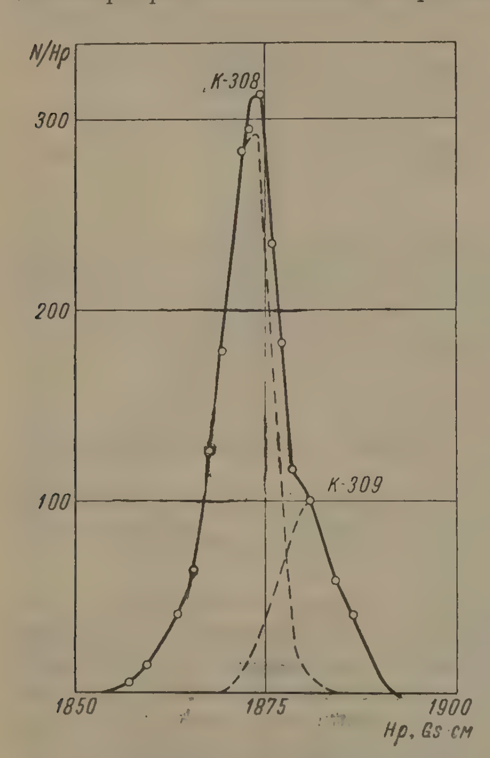


Рис. 6. Участок спектра конверсионных электронов Yb^{169}. K-линия γ-перехода 308 keV

Таковы экспериментальные результаты изучения конверсионных электронов Yb^{169}. Для уточнения данных о мультипольности γ-переходов можно попытаться сравнить относительные интенсивности конверсионных линий, полученные в настоящей работе, с относительными интенсивностями γ-лучей по данным группы Дюмонда [4]. Для вычисления коэффициентов конверсии мы приняли, что переход 130,5 keV — типа $E2$. Мы исходили при этом из того, что существование ротационной полосы основного состояния Tu^{169}, по-видимому, несомненно (точно соблюдаются энергетические соотношения [4]), а переход 130,5 keV в этой полосе должен быть типа $E2$. Мультипольность перехода 130,5 keV также устанавливается на основании отношений K/L и $L_{I}/(L_{II}+L_{II})$ лучше, чем для других переходов.

В графе 2 табл. 3 приведены относительные интенсивности γ-лучей по Дюмонду. В графах 3 и 4 приведены относительные интенсивности K- и L-конверсионных линий по нашим данным в тех же единицах, что и интенсивности γ-лучей (α_K-для перехода 130,5 keV принят равным теоретическому — 0,56); в графах 5 и 6 помещены экспериментальные значения коэффициентов внутренней конверсии на K- и L-оболочках, полученные

Таблица 3

[4]		Наши данные				$\alpha_{K\,теор.}$						$\alpha_{L\,теор.}$						$I_{полн}$	Мультипольность
E_γ keV	I_γ	I_K	I_L	α_K	α_L	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$	$L1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
8,42	—																	(94)	($M1$)
20,75	—																	(12)	($M1$)
63,12	65	49	10,9	—	0,17	0,75	—	—	—	—	—	0,14	6,8	190	1,6	4,8	1580	95	$E1$
93,60	4,4	19,5	2,0	4,5	0,45	0,29	0,99	2,9	2,4	19,5	85	0,042	1,02	20,4	0,42	6,0	100	20	$M1$
109,78	22	49,7	7,4	2,2	0,34	0,24	0,87	2,6	2,0	15,9	73	0,034	0,81	14	0,35	4,5	61	60	$M1$ (+10% $E2$)
118,20	2,6	2,5	—	0,96	1	0,19	0,76	2,4	1,7	13	52	0,029	0,53	1,07	0,31	3,4	44	5,7	$E2$
130,53	15	(8,4)	6.3	—	0,42	—	0,56	—	—	—	—	0,023	0,36	6,8	0,23	2,2	25	23	$E2$
177,24	31	13,3	1,9	0,43	0,06	0,063	0,24	0,74	0,46	2,8	12	0,0093	0,096	1,1	0,089	0,64	5,7	33	$M1+E2$ ($E2>20\%$)
197,97	51	14,3	2,7	0,28	0,053	0,046	0,17	0,52	0,35	1,95	9,8	0,0067	0,067	0,55	0,063	0,40	3,1	51	$M1+E2$ ($E2>20\%$)
240,4	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	($E1$)
261,0	8	0,057	—	0,007	—	0,023	0,076	0,23	0,14	0,78	2,8	0,003	0,025	0,17	0,029	0,14	0,84	6	$E1$
307,7 } 309,2 }	18	0,59	0,043	0,033	0,0024	0,015	0,049	0,15	0,12	0,46	1,5	0,0022	0,0135	0,087	0,019	0,078	0,42	14	$E2$

как отношения интенсивностей K- и L-линий и интенсивностей соответствующих γ-лучей; в остальных графах таблицы — теоретические значения коэффициентов конверсии для переходов разных типов.

Сравнение экспериментальных значений коэффициентов внутренней конверсии с теоретическими позволяет сделать следующие выводы.

1. Вычисленное значение α_L для перехода 130,5 keV хорошо согласуется с теоретическим для перехода типа $E2$, что еще раз подтверждает сделанный нами выбор.

2. Экспериментальное значение α_K позволяет утверждать, что переход 118,2 keV — чистый $E2$.

3. Сравнение экспериментального и теоретического значения α_L показывает, что переход 63,1 keV — чистый $E1$. Это подтверждает сделанный выше по отношению $(L_I + L_{II}) / L_{III}$ выбор.

4. Экспериментальные значения α_K и α_L для перехода 93,6 keV лучше всего согласуются с теоретическими для перехода типа $M1$. Никакой смеси не удается подобрать так, чтобы α_K и α_L совпали с теоретическими значениями коэффициентов конверсии. Экспериментальное значение α_K для этого перехода (4, 5) почти в два раза превышает теоретическое для перехода типа $M1$ (2, 4). Вероятно, это объясняется неточностью в определении интенсивности линии K-93,6. Следует иметь в виду, что это электронная линия наименьшей энергии из тех линий, для которых мы даем относительные интенсивности.

5. Экспериментальные значения коэффициентов конверсии для перехода 109,78 keV прекрасно согласуются с теоретическими для перехода типа $M1$. Примесь $E2$, по-видимому, не превышает 10%.

6. Как указывалось выше, по отношениям интенсивностей линий внутренней конверсии на K- и L-оболочках не представляется возможным сделать выбор между типами $M1$ и $E2$ для переходов 177 и 198 keV. Значения коэффициентов внутренней конверсии, приведенные в табл. 3, близки к теоретическим для перехода типа $M1$.

Однако, по-видимому, можно утверждать, что примесь $E2$ в этих переходах не меньше 20%. Основным аргументом для этого утверждения является форма суммарных линий конверсии на L-оболочке (наличие конверсии на L_{III}-подоболочке).

7. Экспериментальные значения коэффициента внутренней конверсии на K-оболочке для перехода 261,0 keV позволяют установить его мультипольность — $E1$.

8. Нами сделано предположение о существовании γ-перехода 309,2 keV. Этот переход по γ-лучам не обнаружен. Поэтому интенсивность γ-лучей 307,7 keV, приведенная в работе Дюмонда, следует считать суммарной интенсивностью γ-лучей 307,7 и 309,2 keV. В табл. 3 вычислены значения коэффициентов α_K и α_L, как

$$\frac{I_{K\text{-}307,7} + I_{K\text{-}309,2}}{I_{\gamma\text{-}307,7} + I_{\gamma\text{-}309,2}} \quad \text{и} \quad \frac{I_{L\text{-}307,7} + I_{L\text{-}309,2}}{I_{\gamma\text{-}307,7} + I_{\gamma\text{-}307,7}}$$

Эти значения ближе всего к теоретическим для перехода типа $E2$. Возможно, что и оба перехода 309,2 и 307,7 keV также являются переходами типа $E2$.

9. В графе 19 таблицы приведены полные интенсивности соответствующих γ-переходов, отнесенные к полной интенсивности распада Yb^{169}, принятой за 100. Интенсивности γ-переходов пропорциональны интенсивностям γ-лучей, умноженным на $(1+\alpha_{\text{полн}})$. За полный коэффициент конверсии γ-перехода ($\alpha_{\text{полн}}$) принималась сумма экспериментальных коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках. В тех случаях, когда экспериментальных данных о коэффициентах конверсии не было, использовались теоретические значения.

Полученные о конверсионных электронах Yb^{169} данные подтверждают схему распада, предложенную в работах [2 и 4], приведенную на рис. 1. В некотором противоречии с данными работы [4] находятся наши данные о мультипольности γ-переходов 177 и 198 keV. Согласно [4], примесь $E2$ в этих переходах не превышает 20%. По нашим данным, примесь $E2$ не меньше 20%. Наши данные позволяют также установить, что переход 261 keV действительно типа $E2$, как это было предположено в работе [4]. Предположение о существовании γ-перехода 309 keV требует проверки.

Приложение

ПРОВЕРКА ГРАДУИРОВКИ ПРИБОРА ПО ЭНЕРГИИ

В данной работе, как и в работах [7—9], определение энергии конверсионных линий производилось по градуировочной кривой нашего прибора. Градуировка прибора выполнена в 1951—1952 гг. П. П. Зарубиным по пи-

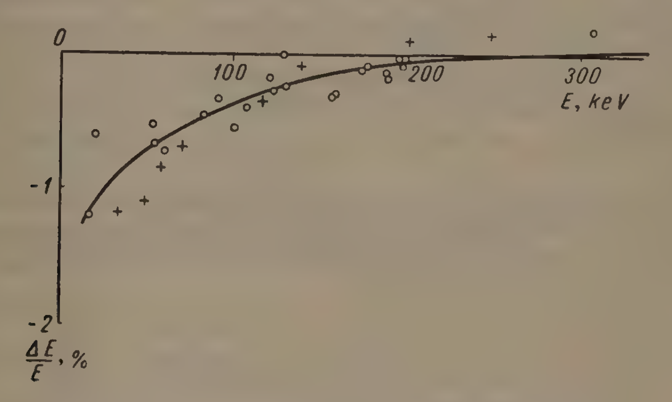


Рис. 7. Проверка градуировки прибора по энергиям. Крестики — данные работы [4], кружки—наши данные

кам хорошо известных линий конверсионных электронов Th (B + C + + C′ + C″)—A, B*b*, B, Г, и X [6]. Погрешность градуировки не превышала 0,2%. Однако сравнение наших данных об энергии конверсионных линий с данными других авторов показало, что между ними имеются систематические расхождения, достигающие ~1% при энергии около 50 keV. В связи с этим значения энергии конверсионных линий, полученные по градуировочной кривой прибора, исправлялись в работах [7—9] указанным в этих работах способом, учитывающим эти отклонения. Прецизионные измерения энергии γ-переходов Yb^{169}, выполненные группой Дюмонда при помощи γ-спектрометра с изогнутым кристаллом [4], дают прекрасную возможность проверить градуировочную кривую нашего прибора путем сравнения наших данных об энергии конверсионных линий Yb^{169} с данными Дюмонда об энергии γ-переходов.

На основании полученных данных составлен график проверки градуировки прибора (рис. 7). На графике по оси абсцисс отложена энергия конверсионных линий, а по оси ординат — отношение $\frac{\Delta E}{E}$. Как видно из графика, в области 130÷300 keV наши значения энергии в пределах точности градуировки 10,2% совпадают со значениями группы Дюмонда. В области <130 keV наблюдаются систематические отклонения наших значений энергии от значений группы Дюмонда. Весьма вероятно, что отклонения связаны не с неправильностью градуировки прибора, а с конечной толщиной источника. В связи с тем, что все источники, которые мы используем при изучении спектров конверсионных электронов нейтронодефицитных изотопов редких земель, изготовляются совершенно идентично, есть основания полагать, что толщина источников приблизительно постоянная.

Поэтому в дальнейшем мы предполагаем использовать график рис. 7 для уточнения наших значений энергий конверсионных электронов. При энергиях выше 130 keV градуировку 1951—1952 гг. мы принимаем правильной. До энергии 300 keV это подтверждается графиком рис. 7. Для проверки градуировки в области выше 300 keV были использованы измерения абсолютных значений напряженности магнитного поля в однородной области зазора магнита нашего прибора методом протонного резонанса. Сравнение значений напряженности поля, полученных по градуировочной кривой, и значений, полученных методом протонного резонанса, подтверждает правильность градуировки прибора.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Martin S., Jensen J., Hughes F., Nichols R., Phys. Rev., 82 580 (1951).
2. Johansson S., Phys. Rev. 100, 835 (1955).
3. Cork J., Brice M., Martin O., Schmid L., Helmer R., Phys. Rev., 101, 1042 (1956).
4. Hatch E., Boehm F., Marmier P., Du Mond J., Phys. Rev., 104, 745 (1956).
5. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добронравова А. Н., Тетерин Е. Д., Ж. неорган. химии, 1, 2294 (1956).
6. Зарубин П. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 563 (1954).
7. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. П., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 918 (1957).
8. Бобров Ю. Г., Громов Е. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).
9. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Дмитриев А. Г., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1573 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. Г. СЕРГЕЕВ, Э. М. КРИСЮК, Г. Д. ЛАТЫШЕВ, В. Д. ВОРОБЬЕВ
и Т. И. КОЛЬЧИНСКАЯ

О СХЕМЕ УРОВНЕЙ Tl^{208}

Положение уровней Tl^{208}, проявляющихся при α-распаде Bi^{212}, установлено в работах по тонкой структуре α-спектра [1, 2] (см. рисунок). Значение 5^+ для спина основного состояния Tl^{208} следует из работы [3]. Согласно работе Хортона [4] по α — γ-угловой корреляции, спин первого возбужденного уровня Tl^{208} (40 keV) имеет значение 4^+. В работе Нильсона [5] возбужденным уровням Tl^{208}, по найденным мультипольностям γ-переходов, приписаны следующие значения спинов и четностей: 328 keV — 4^+, 5^+; 473 keV — 4^+, 5^+; 493 keV — 3^+.

На основании изучения спектра электронов внутренней конверсии активного осадка радиотория нами [6—8] были определены мультипольности γ-переходов, относящихся к распаду $Bi^{212} \to Tl^{208}$ (табл. 1). Мультипольности определялись по абсолютным коэффициентам конверсии и в трех случаях подтверждены отношением вероятностей конверсии на K- и L-оболочках; мультипольность перехода 40 keV определена по отношению $L_I : L_{II} : L_{III}$. Абсолютные коэффициенты конверсии вычислялись с использованием данных [1] по интенсивностям α-групп. Полученные таким образом мультипольности γ-переходов подтверждают значения спинов возбужденных уровней Tl^{208}, даваемые Нильсоном [5].

Таблица 1

Мультипольности γ-переходов

E_γ, keV	Оболочка	Проценты на распад		Мультипольность
		I_e	I	
	L_I	44,6		
	L_{II}	4,7		$M1$
	L_{III}	0,41		
39,85	M	12,0	68,5	
	N	3,0		
	O	0,65		
144,9	K	0,036	0,05	$M1$
288,18	K	0,26	1,04	$M1$
	L	0,05		
328,02	K	0,083	0,43	$M1$
	L	0,013		
433,6	K	0,005	0,048	$M1$
452,98	K	0,09	1,05	$M1$
	L	0,02		
473,0	K	0,012	0,14	$M1$
493,2	K	0,007	0,36	

Для проверки и уточнения спинов возбужденных уровней Tl^{208} нами были рассчитаны относительные интенсивности α-переходов с учетом уносимого углового момента (табл. 2).

Таблица 2

Относительные интенсивности α-переходов

Уровень	Спин	Угловой момент α-частицы	Относительные интенсивности		
			Экспери-мент.	Теорет., $l=0$*	Теорет., $l\neq0$**
0	5	5	1	1	1
40	4	3 и 5	2,6	0,67	3,4—0,67
328	4	3 и 5	0,06	0,034	0,18—0,034
	5	5			0,034
473	4	3 и 5			0,04—0,007
	5	5	0,0055	0,007	0,007
493	3	3	0,04	0,005	0,03
619	5	5			0,0014
	6	5 и 7	0,0006	0,0014	0,0014—0,0002
	7	7			0,0002

* Расчет проведен по [9].
** При расчете использована табл. 3 в работе [4].

Из табл. 2 видно, что учет углового момета α-частиц значительно улучшает согласие с экспериментом. Обращает на себя внимание хорошее совпадение рассчитанных относительных вероятностей с экспериментальными для α-переходов на уровни 0, 40 и 493 keV, для которых спины установлены

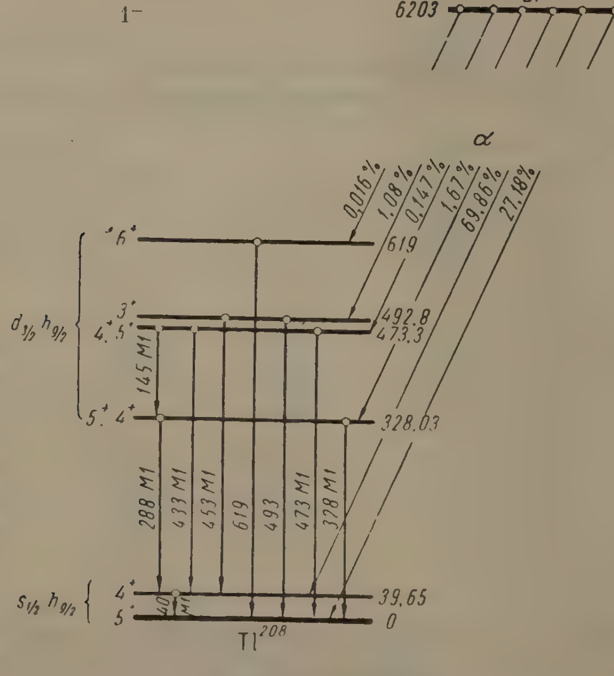


Схема уровней Tl^{208}

однозначно. Это позволяет приписать спины также и тем уровням, для которых они не установлены. Из табл. 2 видно, что для уровня 619 keV наиболее вероятным значением спина является 6^+. Это подтверждается тем, что в конверсионном спектре [10, 11] наблюдается переход с уровня 619 keV в основное состояние (спин 5^+) и не наблюдается переход на уровень 40 keV (спин 4^+).

Для уровней 328 и 473 keV наилучшее согласие с экспериментальными интенсивностями α-групп получается при значениях спинов 4^+ и 5^+, соответственно. Однако при таких значениях спинов непонятно отсутствие γ-перехода между уровнями 493 и 328 keV. Этот переход должен быть типа $M1$, и в конверсионном спектре следует ожидать достаточно сильную линию, которую, однако, мы не обнаружили. Отсутствие такого перехода можно объяснить, если приписать уровню 328 keV спин 5^+, так как в этом случае переход будет типа $E2$ и должен иметь столь слабую интенсивность, что его нельзя заметить в конверсионном спектре.

Прайс [12] интерпретировал уровни 0 и 40 keV как дублет, происходящий от расщепления конфигурации $s_{1/2}\, g_{9/2}$. Такая конфигурация согласуется с экспериментально установленными спинами этих уровней. Уровни 328, 473, 493 и 619 keV объясняются расщеплением конфигурации $d_{3/2}\, g_{9/2}$. Расщепление дает квартет со спинами 3^+, 4^+, 5^+ и 6^+. Значения спинов 3^+ и 6^+ для уровней 493 и 619 keV согласуются с такой конфигурацией. Однако в настоящее время остается невыясненным порядок следования уровней со спинами 4^+ и 5^+.

Кафедра физики
Ленинградского института инженеров
железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Rytz A., Compt. Rend., **233**, 790 (1951).
2. Briggs G. H., Rev. Mod. Phys., **26**, 1 (1954).
3. Крисюк Э. М., Сергеев А. Г., Латышев Г. Д., Ильин К. И., Фадеев В. И., Ж. эксперим. и теор. физ. **33**, 1144 (1957).
4. Horton J. W., Phys. Rev., **101**, 717 (1956).
5. Nielsen O. B., Kgl. Danske vied. selskab. Mat-fys. medd., **30**, 11 (1955).
6. Жерновой А. И., Крисюк Э. М., Латышев Г. Д., Ременный А. С., Сергеев А. Г., Фадеев В. И., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 682 (1957).
7. Воробьев В. Д., Ильин К. И., Кольчинская Т. И., Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Трофимов Ю. Н., Фадеев В. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 954 (1957).
8. Крисюк Э. М., Витман А. Д., Воробьев В. Д., Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 877 (1956).
9. Ферми Э., Ядерная физика, стр. 85.— ИЛ, 1951.
10. Ellis C., Proc. Roy. Soc. A, **138**, 318 (1932).
11. Surugue J., Ann. Phys. **8**, 484 (1937).
12. Pryce M. H. L., Proc. Phys. Soc. A, **65**, 773 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

С. С. ВАСИЛЬЕВ и Л. Я. ШАВТВАЛОВ

β-СПЕКТРЫ КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ Al^{28} и F^{17}

В настоящей работе нами было предпринято исследование β- и γ-излучения короткоживущих изотопов [1—14] при помощи β-спектрометра с магнитной линзой и люминесцентного γ-спектрометра. Изотопы получались при бомбардировке соответствующих мишеней дейтонами с энергией 4 MeV, ускоренными на циклотроне НИИЯФ МГУ и выведенными за защиту в камеру β-спектрометра *5* (рис. 1). Дейтоны предварительно проходили через отверстия в дне цилиндра Фарадея *4*, соединенного с интегратором, регистрирующим относительную интенсивность пучка *3*. Исследование β-спектров от мишеней *7*, расположенных в одном из фокусов β-спектрометра, производилось при непрерывном облучении мишени пучком дейтонов. При этом возможно работать с изотопами, имеющими произвольно малые периоды полураспада. Такая постановка опыта оказалась возможной благодаря расположению β-спектрометра далеко за защитой *2* и введением дополнительной экранировки для уменьшения фона β-счетчика.

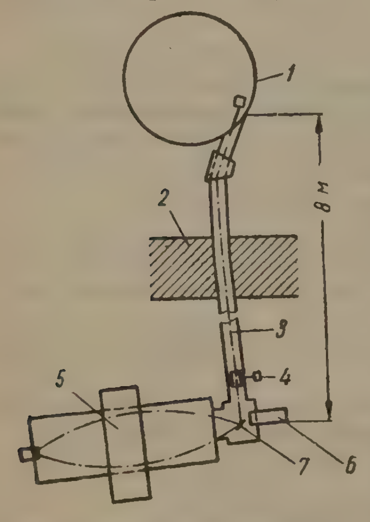


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — циклотрон, *2* — защита, *3* — пучок дейтронов, *4* — цилиндр Фарадея, *5* — β-спектрометр, *6* — ФЭУ-С, *7* — мишень

В качестве одного из изотопов был исследован Al^{28}, получающийся по реакции (d, p). В большинстве опубликованных работ [15—21] определение энергии β- и γ-излучения Al^{28} производилось методом поглощения. Изученный нами β-спектр Al^{28} представлен на рис. 2, а график Ферми — на рис. 3. Верхняя граница β-спектра Al^{28} равна 2820±50 keV. График получился прямолинейным, в отличие от графика, приведенного в работе Мотца и Альбургера [16]. В их работе значительное отклонение от прямой получилось, начиная с 1700 keV. Согласно работе Олсена и Келли [19], β-спектр Al^{28} имеет разрешенную форму примерно до 500 keV. При меньших энергиях в этой работе на β-спектр Al^{28} накладывается β-спектр Mg^{28}, так как Al^{28} получался в результате распада Mg^{28}, имеющего период полураспада 21,2 часа.

Период полураспада, определенный нами по изменению интенсивности на участке спектра в области 1100 keV, выделенном на β-спектрометре, получился равным 2,1±0,2 мин. Период полураспада, определенный по γ-лучам при помощи люминесцентного γ-спектрометра, оказался равным 2,2±0,1 мин. Совпадение периодов, измеренных по β- и γ-лучам, может служить указанием на то, что наблюдаемые γ-лучи сопровождают указанный выше β-распад Al^{28}.

Из рис. 2 и 3 видно, что, возможно, имеется малоинтенсивный β-спектр с верхней границей ~6MeV. Оценка периода полураспада, соответствую-

щего этой компоненте, произведенная на β-спектрометре (при энергии 3,2 MeV), дала значение $T_{1/2} = 25 \pm 20$ сек. Происхождение этого β-спектра (если он вообще существует) пока неясно.

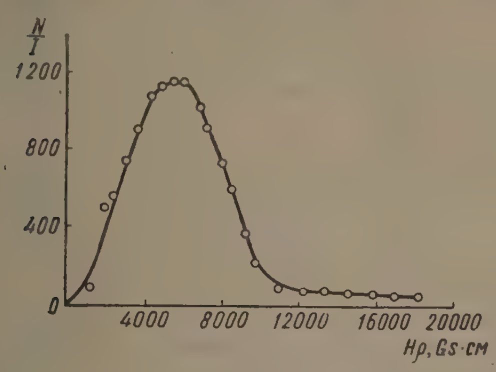
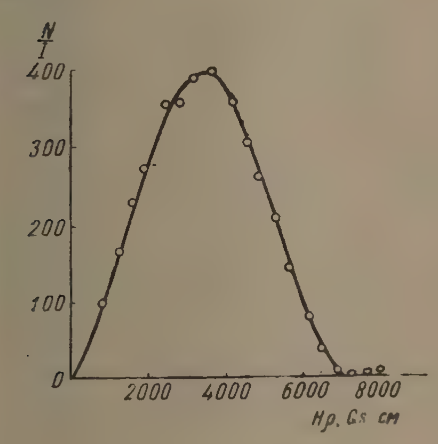


Рис. 2. β-Спектр Al^{28}

Рис. 3. График Ферми Al^{28}

Изучение F^{17} проводилось в работах [22—25]. Изученный нами β-спектр F^{17}, полученного по реакции $[d, n]$ на кислороде, представлен на рис. 4, а график Ферми — на рис. 5. Верхняя граница равна 1700 ± 15 keV. Начиная с энергии ~ 600 keV, наблюдается заметное отклонение от прямой линии на графике Ферми. Отклонение от прямой линии наблюдал также Вонг [22].



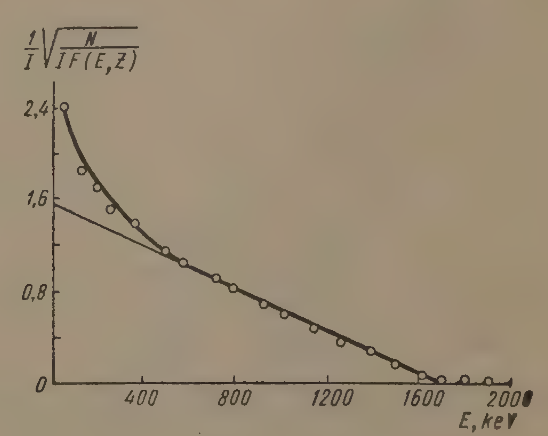


Рис. 4. β-Спектр F^{17}

Рис. 5. График Ферми F^{17}

Измеренный нами при помощи β-спектрометра (при энергии 800 keV) период полураспада F^{17} оказался равным 71 ± 5 сек. При помощи люминесцентного γ-спектрометра мы не обнаружили γ-лучей от мишени после прекращения бомбардировки ее дейтонами.

Выражаем благодарность Б. М. Макуни и З. И. Тихомировой за помощь в работе, а также циклотронной бригаде, особенно Г. В. Кошеляеву, А. А. Данилову и В. П. Хлапову.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского гос. университета им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Реут А. А., Коренченко С. М., Юрьев В. В., Понтекорво Б. М., Докл. АН СССР, **102**, 723 (1955).
2. Ямпольский П. А., Лейпунский О. И., Ген М. Я., Тихомиров А. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., **19**, 338 (1955).
3. Gow J. D. Alvarez L. W., Phys. Rev., **94**, 365 (1954).

4. Martin W. M., Breckon S. W., Canad. J. Phys., **30**, 643 (1952).
5. Tyren H., Tove P. A., Phys. Rev., **96**, 773 (1954).
6. Kline R. M., Zaffarano D., Phys. Rev., **96**, 1620 (1954).
7. Roderick H., Lönsjö O., Meyerhof W. E., Phys. Rev., **97**, 97 (1955).
8. Hornyak W. F., Dougherty C. B., Lauritsen T., Phys. Rev., 74, 1727 (1948).
9. Hut W. A., Kline R. M., Zaffarano D. J., Phys. Rev. A, **96**, 611 (1954).
10. Softky S. D., Phys. Rev., **98**, 736 (1955).
11. Glass N. W., Richardson J. R., Phys. Rev., **98**, 1251 (1955).
12. Alvarez L. W., Phys. Rev., **75**, 1815 (1949).
13. Morinaga H., Phys. Rev., **100**, 431 (1955).
14. Лейпунский О. И., Миллер В. В., Морозов А. М., Ямпольский П. А., Докл. АН СССР, **109**, 5, 935 (1956).
15. Alichanow A. J., Alichanian A. J., Dshelepow B. S., Nature, **133**, 871 (1934).
16. Motz H. T., Alburger D. E., Phys. Rev., **86**, 165 (1952).
17. Sheline R. K., Johnson N. R., Phys. Rev., **90**, 325 (1953).
18. Sheline R. K., Johnson N. R., Bell P. R., Davis R. C., McGowan F. K., Phys. Rev., **94**, 1642 (1954).
19. Olsen J. L., O'Kelley G. D., Phys. Rev., **93**, 1125 (1954).
20. Mayer-Kuckuk Th., Z. Naturforsch. a, **9**, 338 (1954).
21. Nahmias, J. phys. et radium, **15**, 568 (1954).
22. Wong C., Phys. Rev., **92**, 529 (1953); Ibid, **95**, 765 (1954).
23. Koester L., Z. Naturforsch. a, **9**, 104 (1954).
24. Perez-Mendez V., Lindenfeld P., Phys. Rev., **80**, 1097 (1950).
25. Warren J. B., Lauric K. A., James D. B., Erdman K. C., Canad. J. Phys., **32**, 563 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ $Tb^{155} \to Gd^{155}$

В данной работе изучались совпадения между конверсионными электронами, образующимися при распаде $Tb^{155} \to Cd^{155}$. Tb^{155} был получен при облучении танталовой мишени протонами с энергией 660 MeV. Облучение длилось несколько часов, хроматографическое выделение — через 20—30 час после облучения.

Изучение совпадений производилось на сдвоенном магнито-линзовом β-спектрометре ЛГУ [1]. Активности высаживались на тонкие слегка алюминированные коллодиевые пленки; диаметр источников не превышал 5 мм. Измерение e^-— e^--совпадений начиналось спустя несколько дней после выделения фракции, когда короткопериодная часть тербиевой фракции в основном распалась, а Dy превратился в Tb. Вначале мы исследовали совпадения между конверсионными электронами, образующимися при распаде Tb^{155}, выделенного из тербиевой фракции, а затем при распаде Tb^{155}, накопившегося из Dy.

Рис. 1. Схема переходов в Cd^{155}

Изотоп Tb^{155} ($T \sim 5{,}6$ дн.) впервые был выделен Уордом и др. [2] из радиоактивной цепочки $Ho^{155} \xrightarrow[\text{э. з.}]{} Dy^{155} \xrightarrow[\text{з. э.}]{} Tb^{155}$, которая возникает при бомбардировке Dy^{156} протонами. Распад Tb^{155} происходит путем захвата *K*- и *L*-электронов и приводит к образованию Gd^{155}.

Схема переходов в Gd^{155}, построенная на основании исследований распадов $Tb^{155} \to Gd^{155}$ [2—4] и $Eu^{155} \to Gd^{155}$ [5], изображена на рис. 1. В нее не вошли некоторые переходы, наблюдавшиеся при распаде Tb^{155}: $h\nu = 31{,}6$; 63; 148,8; 163,4; 181,6; 221,2; 239,7; 350,8 keV [2, 4]. Кроме того, при распаде Tb, накопившегося из Dy^{155}, наблюдался переход $h\nu = 57$ keV, а в тербиевой фракции [4] наблюдались переходы $h\nu = 89$ и 199 keV. Хотя этим переходам соответствует период полураспада около 5 дней, но относятся они, по-видимому, к другим изотопам Tb. Обращает на себя внимание большое количество очень близких дублетов и даже триплетов; они очень мешают расшифровке схемы распада.

Спектр конверсионных электронов тербиевой фракции с периодом 5 дней, снятый на одной половине спектрометра, представлен на рис. 2. Отчетливо проявились конверсионные линии от γ-переходов с энергиями 87, 149, 161, 180 и 262 keV и группа, которая может быть приписана переходам с $h\nu = 57-63$ keV и 101—105 keV. В спектре конверсионных электронов смеси изотопов Tb, полученных из диспрозиевой фракции, линий от γ-переходов другой энергии не наблюдалось.

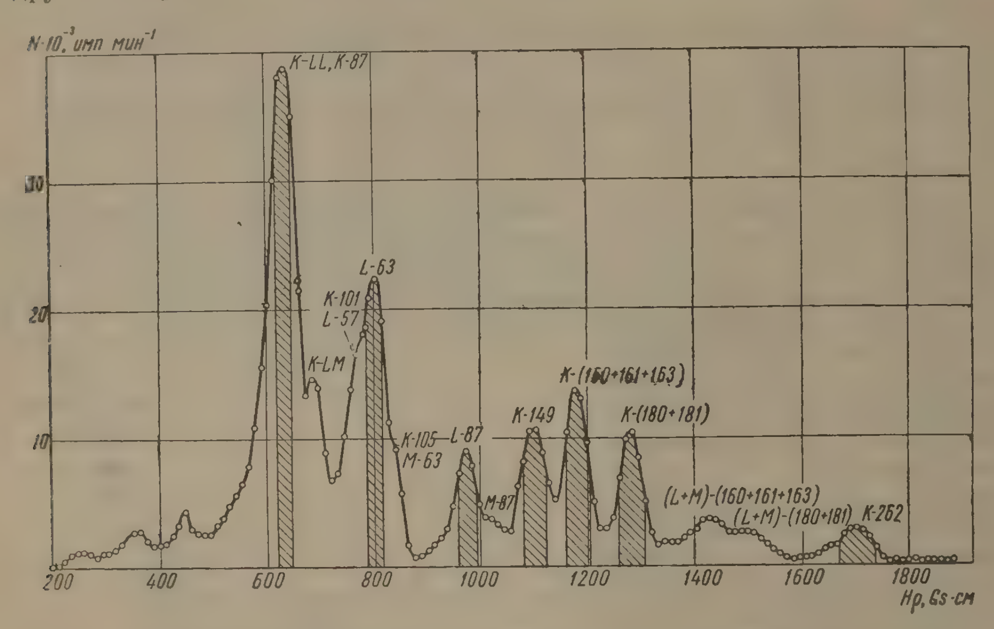


Рис. 2. Спектр конверсионных линий тербиевой фракции, имеющих период ~5 дн., снятый на одной половине спектрометра

Изучение совпадений между конверсионными электронами Tb^{155} производилось следующим образом: одной половиной спектрометра регистрировались *K*- или *L*-электроны от определенного γ-перехода, а второй снималась *K*- или *L*-линия другого перехода. Так как Tb^{155} был высажен на очень тонкую пленку, то потеря энергии электронами и их рассеяние в ней практически не сказывались на форме спектра и скорости счета на максимумах линий при регистрации электронов спектрометром, работающим «на просвет». На рис. 2 интервал электронной энергии, захватываемый спектрометром, отмечен заштрихованными столбиками и в жесткой части

Результаты измерений совпадений между конверсионными электронами при распаде $Tb^{155} \rightarrow Gd^{155}$

Линия на первом спектрометре (через подкладку)	Скорость счета на максимуме линии $N_1 - N_{фон} \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Линия на втором спектрометре	Скорость счета на максимуме $N_2 - N_{фон} \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Число совпадений в час		
				наблюдавшихся	случайных	истинных
L-63	77	*K*-262	13,0	123	22	101
K-(160+161+163)	30	*L*-63	48	210	8	202
K-149	18,5	*K*-(160+161+163)	21	48	8	40
K-(180+181)	36	*L*-87	34,5	240	12	228
		M-87	15	160	13	147
		K-149	36	42	18	24
		K-(160+161+163)	41	100	18	82

спектра равен примерно полуширине конверсионной линии. Число истинных совпадений на максимумах линий было различным и менялось от 24 до 228 импульсов в час при скоростях счета в каналах от $13 \cdot 10^3$ до $77 \cdot 10^3$ импульсов в минуту; отношение $\frac{N_{\text{ист}}}{N_{\text{сл}}}$, где $N_{\text{ист}}$ — число истинных, а $N_{\text{сл}}$ — число случайных совпадений, изменялось от 1,3 до 25.

Обнаружены совпадения при семи вариантах выбора линий для обеих половин спектрометра. Результаты изучения совпадений сведены в таблицу и иллюстрируются рис. 3 и 4.

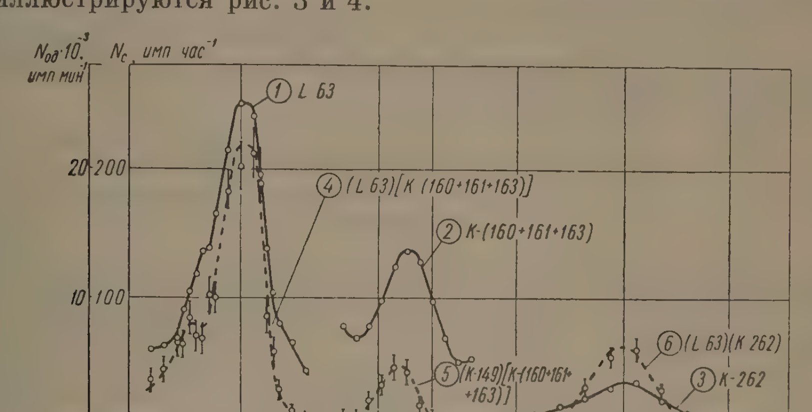


Рис. 3. Кривые *1*, *2* и *3* — соответственно, конверсионные линии *L*-63, *K*-(160+161+163) и *K*-262, снятые одной половиной спектрометра. Кривые *4*, *5* и *6* — соответственно, спектры совпадений электронов [*K*-(160+161+163)] (*L*-63), (*K*-149) [*K*-(160+161+163)] и (*L*-63) (*K*-262). Электроны от линий, указанных первыми, проходили через подкладку. Интенсивности всех линий исправлены на распад ($T \sim 5$ дн.)

Рассмотрим результаты, приведенные в таблице.

1. Совпадения между электронами *L*-63 и *K*-262

Экспериментальная кривая совпадений изображена на рис. 3 (кривая 6). Линия, условно названная *L*-63, вероятно, состоит из *L*-60,00, *K*-101 и *K*-105, 32; но, возможно, что в нее входят также *L*-57 и *L*-63 от переходов, которые отмечались в работе [3], но не наблюдались в работах [2, 4, 5]. Совпадений (*K*-262) (*K*-101) и (*K*-262) (*K*-105,32) по схеме рис. 1 не должно быть, но совпадения (*K*-262) (*L*-60,00), хотя и ослабленные разветвлением на уровне 86,54 keV, должны наблюдаться.

В наших опытах общее число совпадений (*L*-63) (*K*-262) составляло 123 имп час$^{-1}$: из них случайных 22 и истинных 101. Наличие совпадений между электронами *L*-63 и *K*-262 бесспорно. Мы считаем, что в основном эти совпадения связаны с существованием каскада γ-переходов с $h\nu$-60 и 262 keV в ядре Gd^{155}.

2. Совпадения между электронами *L*-63 и *K*-(160+161+163)

Существование совпадений между электронами этих линий несомненно. Это видно из таблицы и экспериментальной кривой совпадений *4*, приведенной на рис. 3.

В совпадениях этого рода могли принимать участие комбинации (*L*-60,0) (*K*-160,4), (*L*-60,00) (*K*-161,5), (*K*-101) (*K*-161,5), (*K*-105,32) (*K*-161,5) и (*K*-105,32) (*K*-160,4) (рис. 1).

Существование этих каскадов также подтверждается сложным характером спектра совпадений *K*-электронов от переходов (160+161+163) с электронами данной линии.

3. Совпадения между электронами *K*-149 и *K*-(160+161+163) (рис. 3, кривая *5*)

Переходы $h\nu$ = 148,8 и 163,4 keV пока не уложены в схему распада $Tb^{155} \rightarrow Gd^{155}$. Совпадения (*K*-149) [*K*-(160+161+163)] могут быть связаны с существованием каскада γ-переходов 148,4 и 163,4 keV. Наличие указанных совпадений должно помочь в решении задачи размещения этих переходов в схеме распада.

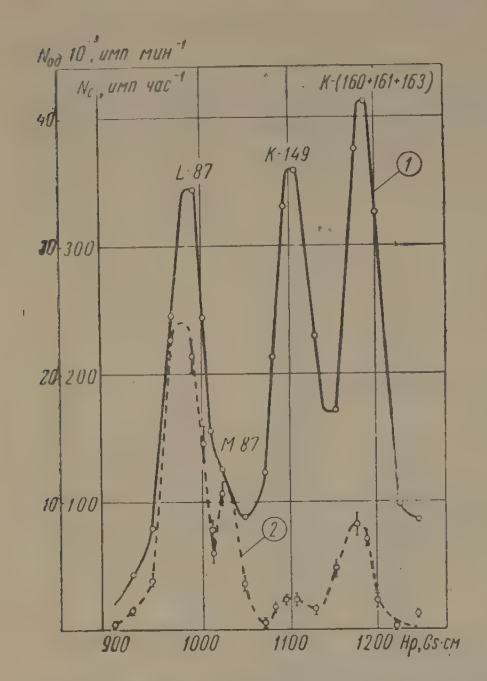


Рис. 4. Спектр совпадений электронов линий *K*-180 с электронами линий *L*-87, *K*-149 и *K*-(160+162): *1* —участок спектра конверсионных электронов, снятый на одиночном спектрометре; *2* — спектр совпадений

4. Совпадения между электронами *K*-(180+181,4) и (*L*+*M*)-87, *K*-149, *K*-(160+161+163)

Экспериментальная кривая совпадений изображена рис. 4. Наличие совпадений *K*-(180+181,4) и (*L*+ +*M*)-87, а также *K*-(180+181,4) и *K*-(160+161+163) несомненно; существование совпадений *K*-(180+181,4) и *K*-149 предположительно.

По схеме рис. 1 должны наблюдаться совпадения (*K*-180) (*L*-87) и (*K*-180) (*K*-160,4). Мы полагаем, что наблюдавшиеся совпадения [*K*-(180+ +181,4)] (*L*-87) и [*K*-(180+181,4)] [*K*-(160+161+163)] связаны с существованием каскадов γ-переходов 180 и 87, 180 и 160 keV. Небольшое число совпадений [*K*-(180+181,4)] (*K*-149) может быть отнесено к совпадениям между переходами 181,4 и 149 keV, не размещенными в схеме рис. 1.

Выделенные нами каскады γ-переходов в схеме распада $Tb^{155} \rightarrow Gd^{155}$ (рис. 1) обозначены жирными линиями.

Количественное сопоставление скоростей счета совпадений в различных комбинациях может служить сильным критерием для проверки схемы распада [6]. Однако для Tb^{155} пока еще нет сбалансированной по интенсивностям схемы распада.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Ward T. I., Jacob K. P., Mihelich J. W., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 259 (1957).
3. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Рогачев И. М., Тишкин П. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 2 (1958).
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Программа и тезисы докладов VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии. Изд. АН СССР, М.—Л. (1958.)
5. Boehn F., Hatch E. N., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 231 (1957).
6. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А., См. настоящий номер журнала, стр. 795.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ МЕЖДУ КОНВЕРСИОННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ РАСПАДЕ Lu^{173}

УТОЧНЕНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$

Введение

При помощи сдвоенного линзового спектрометра [1] мы исследовали совпадения между некоторыми конверсионными переходами в Yb^{173}, возникающими при распаде Lu^{173} ($T \approx 170$ дн.). Полученные данные позволяют уточнить схему распада $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$.

Сведения о распаде $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$ суммированы в статьях [2, 3].

За последнее время установлен факт, важный для идентификации изотопа. Городинский, Мурин, Покровский и Преображенский [4] нашли, что γ-спектры 170-дневного Lu из лютециевой фракции и 170-дневного Lu, накопившегося из Hf, идентичны.

Так как Hf^{174} стабилен, то тем самым устранены сомнения в приписании активности Lu^{173} или Lu^{174} и доказано, что наблюдающиеся линии принадлежат Lu^{173}.

1. Экспериментальные данные и их качественный анализ

Препарат Lu^{173} был получен нами приблизительно через год после хроматографического выделения лютециевой фракции из танталовой мишени, облученной протонами (660 MeV); короткоживущие изотопы Lu отсутствовали.

Lu^{173} был высажен на узкую полоску алюминиевой фольги толщиной 5μ.

В конверсионном спектре 170-дневного Lu Бобровым и др. [2] обнаружено 20 линий. Отчетливо установлены переходы с энергиями: 78,7; 100,7; 179,5 и 272,5 keV. Предположено существование перехода с энергией 171,4 keV (линия C), для которого обнаружена только K-линия.

На наших спектрометрах, имеющих худшую разрешающую способность, некоторые детали конверсионного спектра не проявлялись, но общий его вид совпадает с приведенным в [2], как по расположению линий, так и по их относительным интенсивностям (за исключением линий K-78,7 и K — LM, которые у нас получились более слабыми). Спектр конверсионных электронов, снятый на той линзе, к которой была обращена активная сторона препарата, приведен на рис. 1.

Так как препарат был нанесен на относительно толстую подкладку, то конверсионные электроны малой энергии в ней сильно рассеивались и поглощались. Как правило, половиной спектрометра, к которой источник был обращен тыльной стороной, регистрировались более быстрые электроны в каждом каскаде. При выяснении существования каскада рассеяние в фольге не играет роли; сравнивать между собой следует лишь данные, относящиеся к регистрации «на просвет» одной и той же линии (числа, объединенные фигурной скобкой в последней графе табл. 1.)

Рассеяние в подкладке играет и некоторую положительную роль: оно должно сглаживать угловую анизотропию вылета каскадных конверсион-

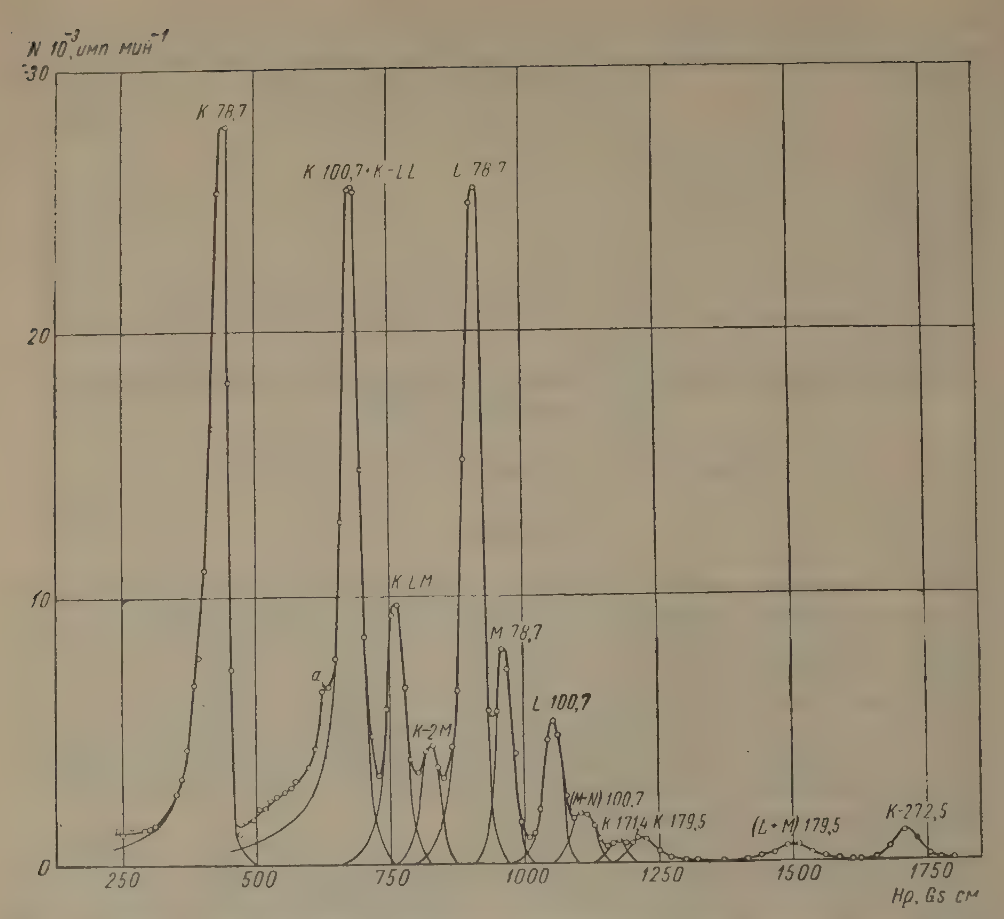


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов, образующихся при распаде $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$, снятый на одной половине спектрометра

Таблица 1

Результаты измерений совпадений между конверсионными электронами распада $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$

Линия на первом спектрометре (через фольгу)	Скорость счета на максимуме $N_1 - N_{фон} \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Линия на втором спектрометре	Скорость счета на максимуме $N_2 - N_{фон} \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Число совпадений в час: всего	случайных	истинных
L-78,7	16	*K*-100,7+*K*—*LL*	26	283	8	275
		K—*LM*	8	47	5	42
		K-78,7	29,5	29	8	21
		L-78,7	27,5	13	6	7
K-272,5	1,3	*K*-78,7	29,5	17	2	15
		L-78,7	27,5	14	3	11
		K-100,7+*K*—*LL*	26	15	2	13
		K—*LM*	8	10	1	9
		L-100,7	5	1	1	0
K-171,4	0,75	*K*-78,7	29,5	9	1	8
		K-100,7+*K*—*LL*	26	58	1	57
		K—*LM*	8	6	0	6
K-100,7+*K*—*LL*	3,0	*a*	6,5	39	1	38
		K-100,7+*K*—*LL*	26	42	6	36
K—*LM*	1,0	*a*	7,5	28	1	27
		K-100,7+*K*—*LL*	25	20	1	19

Примечание. Линия *a* (в обозначении Боброва и др. [2]) имеет энергию электронов 34,1 keV.

ных электронов; тот же характер имеет влияние геометрии выделения электронов двумя линзами (использовались разные углы между направлениями вылета (154°÷180°)).

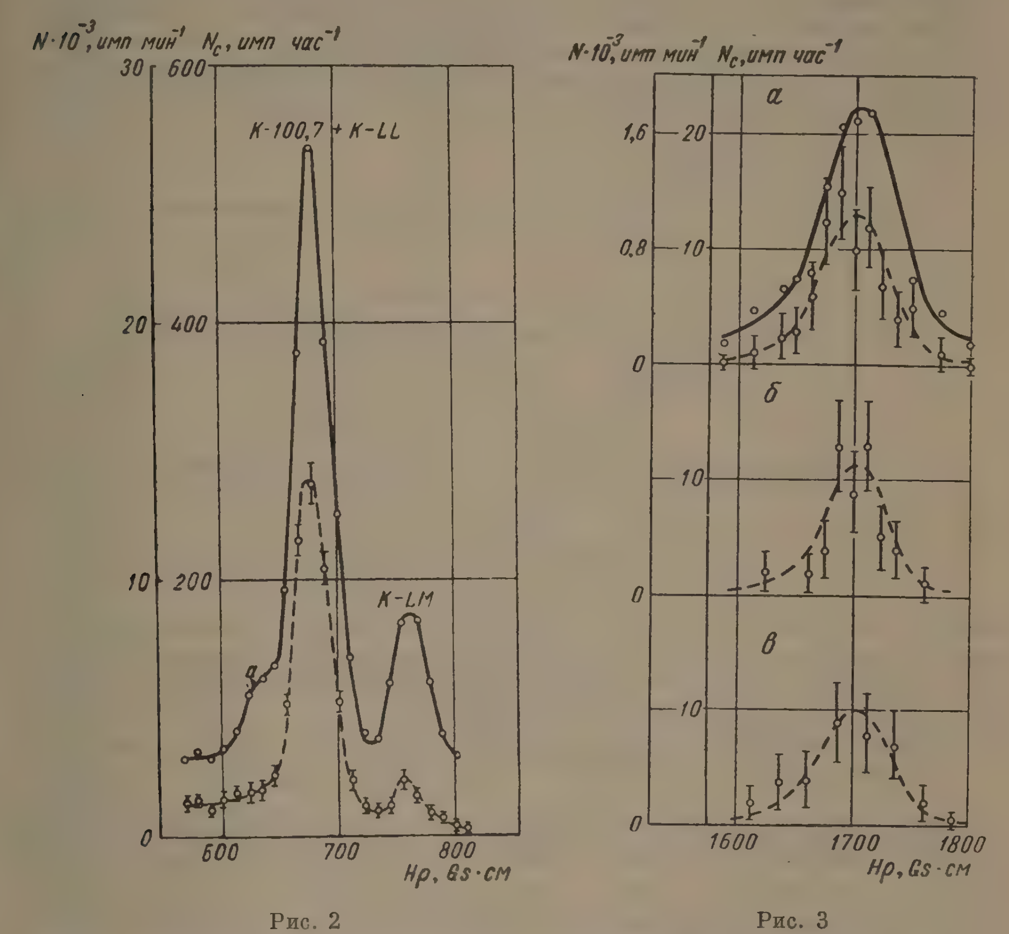


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 2. Совпадения между конверсионными электронами (L-78,7) и (K-100,7 + K—LL); (L-78,7) и (K—LM). Верхняя кривая — вид линий K-100,7 + K—LL и K—LM— на одиночном спектрометре

Рис. 3. Совпадения между электронами: a — K -272,5 и K-78,7; $б$ — K-272,5 и K-100,7 + K—LL; b — K-272,5 и K — LM. Самая верхняя кривая — линия K-272, 5, снятая на одиночном спектрометре

Результаты измерений приведены в табл. 1 и на рис. 2, 3 и 4.

Рассмотрим результаты, приведенные в табл. 1.

1. Совпадения (78,7) (100,7) несомненно существуют. Экспериментальная кривая совпадений L-78,7 с K-100,7 + K — LL и K — LM показана на рис. 2.

Для того чтобы доказать наличие совпадений (L-78,7) (K-100,7), нужно знать состав линии K-100,7+K — LL. Этот вопрос рассмотрен подробно в разделе 4, где показано, что на долю электронов K — LL приходится вдвое большая интенсивность, чем на линию K — LM, а на долю K-100,7 приходится $^1/_3$ интенсивности линии (K-100,7 + K—LL).

Оже-электроны K — LL и K — LM должны в равной доле участвовать в любых совпадениях, поэтому из 275 совпадений в час$^{-1}$ на долю K—LL приходится 84 совпадения в час; на долю K-100,7 — 191 совпадение в час.

Таким образом, наличие совпадений (K-78,7) (K-100,7) бесспорно; количественная сторона вопроса будет рассмотрена дальше.

2. Небольшое количество совпадений (L-78,7) (K-78,7) и (L-78,7) (L-78,7) иллюстрируют степень примеси K-100,7+K — LL к линии K-78,7 и линии K—$2M$ к L-78,7.

3. Совпадения (K-272,5) (K-78,7) также существуют.

Переход 272,5 keV находится в каскаде с переходом 78,7 keV. Это отчетливо видно по данным табл. 1 и по рис. 3 (кривая *a*).

Наличие этих совпадений требует пересмотра схемы распада Lu^{173}, приведенной в работах [2] и [3]: в ней переход 272,5 keV был направлен

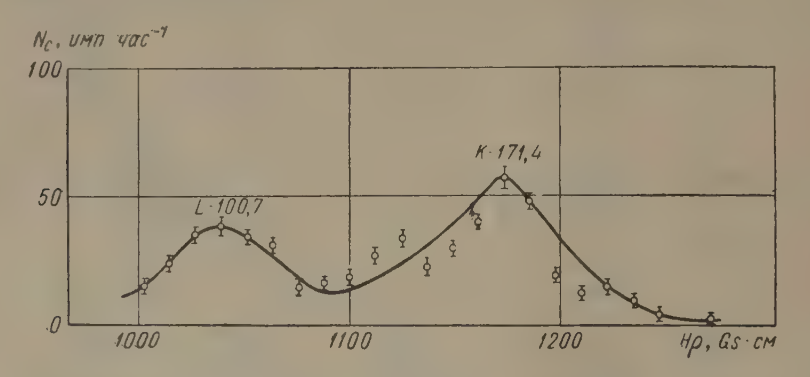


Рис. 4. Совпадения между электронами K-100,7+K — LL и L-100,7; K-100,7 +K — LL и K-171,4

непосредственно на основной уровень Yb^{173}, так как в первоначальных опытах Городинского и Покровского не было замечено совпадений 272,5 keV ни с какими другими γ-лучами. Наличие совпадений (γ-272,5) (γ-78,7) недавно было подтверждено теми же авторами [4].

4. Отчетливо видны совпадения (K-272,5) (K — LM) (кривая *в* на рис. 3)

5. Совпадений (K-272,5) (K-100,7) и (K-272,5) (L-100,7), по-видимому, нет.

Табл. 1 и рис. 3 (кривая *б*) отчетливо показывают совпадения, вызываемые линиями K-272,5 и K-100,7 + K — LL. Для решения вопроса о том, с чем происходят совпадения линии K-272,5, нужно учесть состав линии K-100,7 + K — LL.

Полагая, как это сделано выше, что совпадений (K-272,5) (K—LL) должно быть вдвое больше, чем (K-272,5) (K — LM), находим, что их должно быть 18 совп час$^{-1}$. Наблюдается же на опыте всего 13 совп час$^{-1}$. На долю линии K-100,7 ничего не остается, хотя эта линия достаточно сильна.

Из табл. 1 также видно, что отсутствуют совпадения (K-272,5) (L-100,7). Мы считаем, что переходы с $h\nu$ = 272,5 и 100,7 keV не образуют каскада.

6. Совпадения (K-171,4) (K-78,7) существуют, но в очень малом количестве. Наоборот, совпадений (K-171,4) (K-100,7 + K — LL) в пять раз больше (рис. 4), хотя линия (K-100,7 + K — LL) имеет примерно такую же интенсивность, как линия K-78,7.

Примесь Оже-электронов к линии K-100,7 приводит к тому, что наблюдается некоторое количество совпадений (K-100,7 + K — LL) (L-100,7).

2. Уточненная схема распада Lu^{173}

Опираясь на то, что линия K-272,5 дает совпадения с K-78,7 и L-78,7, но не дает их с K-100,7 и L-100,7, мы можем внести изменение в схему распада Lu^{173}, приведенную в [2].

На рис. 5 изображена новая схема распада Lu^{173}, в которой переход 272,5 keV идет на уровень E_1=78,7 keV. Тем самым введен новый уровень E_3= 272,5 + 78,7 = 351,2 keV.

Любопытно, что разность E_3— E_2= 351,2—179,5 = 171,7 keV почти точно равна энергии перехода, которая получается, если линия C, найден-

ная Бобровым и др. [2] и заметная на нашем рис. 1, есть K-линия перехода с энергией 171,4 keV.

Городинский, Мурин, Покровский и Преображенский [4] сообщили, что при повторном изучении γ-спектра Lu^{173} на сцинцилляционном спектрометре они заметили слабую линию в районе 350 keV. По-видимому, это прямой переход с уровня $E_3 = 351{,}2$ keV на основной уровень Yb^{173}.

Указанные два факта значительно подкрепляют схему рис. 5.

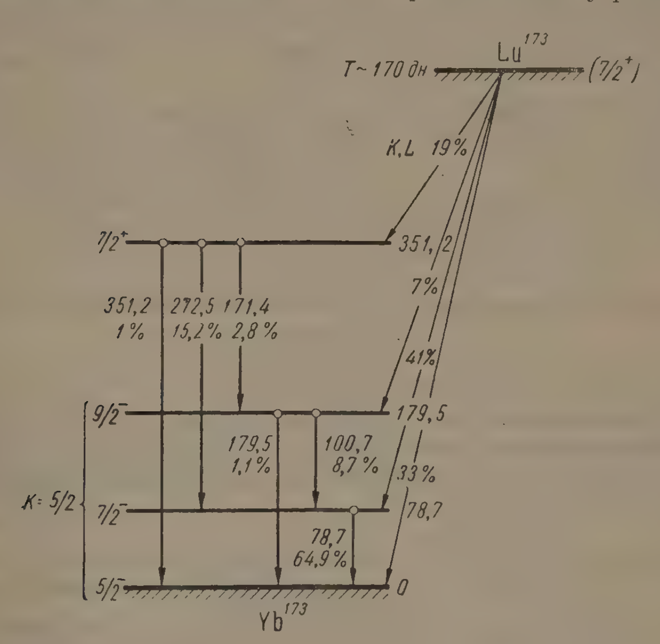


Рис. 5. Схема распада Lu^{173}

Уровень 351,2 keV не входит в ротационную полосу основного состояния и является, по-видимому, одночастичным уровнем (вибрационные уровни в этой области лежат выше).

3. Квантовые характеристики возбужденных состояний Yb^{173}

Основное состояние Yb^{173} и первые два возбужденных его состояния ($E_1 = 78{,}7$, $E_2 = 179{,}5$ keV) образуют ротационную полосу и имеют квантовые характеристики $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$. Значения спинов однозначно вытекали из данных работы [2], а четности — из последовательности уровней Нильсона.

Теперь необходимо определить тип третьего уровня, для которого $E = 351{,}2$ keV.

В работе [2] доказано, что переход 272,5 keV — типа $E1$. Так как установлено, что переход происходит на уровень типа $7/2^-$, то квантовые характеристики уровня 351,2 keV должны быть типа $5/2^+$, $7/2^+$ или $9/2^+$. Для выбора между этими возможностями можно использовать:

а) существование прямого перехода на основной уровень и

б) отношение интенсивностей конверсионных линий K-272,5 и K-171,4 keV.

Так как уровень 351,2 keV Yb^{173}, по-видимому, одночастичный, то для сравнения интенсивностей можно привлечь формулы Вайскопфа — Мошковского для вероятности одночастичных переходов [5]. Табл. 2 очень наглядно показывает, что тип $5/2^+$ достаточно убедительно исключается отношением K-171,4 / K-272,5, а тип $9/2^+$-отношением $I_{\gamma\text{-}351,2}/I_{\gamma\text{-}272,5}$; остается только тип $7/2^+$. Даже предположение о возможности отступлений от теории на 3 порядка не снижает однозначности этого вывода.

Таблица 2

Выяснение спина уровня E_3=351,2 keV Yb^{173} (теоретические значения по одночастичной модели)

Рассматриваемая величина	Эксперимен-тальное значение	Предполагаемый тип состояния		
		5/2+	7/2+	9/2+
Типы переходов		$E1/E1$	$E1/E1$	$(E3+M2)/E1$
$\frac{I_{\gamma-351,2}}{I_{\gamma-272,5}}$	0,06	2,0	2,0	$2\cdot10^{-11}\div2\cdot10^{-2}$
Типы переходов		$(E3+M2)/E1$	$E1/E1$	$E1/E2$
$\frac{K\text{-}171,4}{K\text{-}272,5}$	0,84	$5\cdot10^{-12}$—10^{-6}	0,0 5	0,075

4. Уточнение относительных вероятностей переходов при распаде Lu^{173}

Относительные вероятности некоторых переходов были уже определены в работе Боброва и др. [2]. Однако теперь, на основании работ [3 и 4] можно внести некоторые уточнения.

В табл. 3 приведены дополненные и пересмотренные значения.

Таблица 3

Относительные интенсивности различных переходов при распаде $Lu^{173}\rightarrow Yb^{173}$ (интенсивность γ-лучей 78,7 keV принята за 1,00, а тип этого перехода—*M*1)

Энергия перехода, keV	Относительная интенсивность				
	γ-лучей	электронов			перехода в целом
		K	*L*	*M*	
78,7	1,00	5,8	1,1	0,3	8,2
100,7	0,51	0,38	0,17	0,04	1,1
171,4	0,32	0,028	—	—	0,35
179,5	0,10	0,028	0,014	—	0,14
272 5	1,87	0,033	0,033	—	1,94
351,2	0,11	0,013	—	—	0,12
K—LL	16,2 (*K—LL*, *K—LM*, *K—MX*)	—	0,78	—	17,4 (*K—LL*, *K—LM*, *K—MX*)
K—LM		—	0,39	—	
K—MX		—	—	0,05	

Примечание. Как показано дальше, в этих же единицах, интенсивность *K*-захвата 11,1, интенсивность *L*-захвата 1,6, полное число захватов 12,7.

Для перевода в проценты актов распада все числа табл. 3 нужно умножить на 7,9 (100 : 12,7 ≈ 7,9; эти числа указаны на рис. 5).

Табл. 3 составлена следующим образом.

1. Интенсивность γ-лучей 78,7 keV принята за 1,00. Относительные интенсивности других γ-линий взяты согласно [3].

Относительная интенсивность дублета 171,4 + 179,5 keV разделена между компонентами так, чтобы для линии 179,5 keV получился коэффициент конверсии, соответствующий чистому *E*2-переходу.

2. Принято, что переход 78,7 keV — чистый *M*1-переход. Поэтому для вероятности перехода *K*-78,7 принято значение, вытекающее из коэффициента конверсии — 5,8 в единицах табл. 3.

В действительности переход 78,7 keV может быть не чистым $M1$-переходом, а смесью $M1 + E2$. В работе [2] показано, что примесь $E2$ не может превышать 10%. Такая примесь снизила бы α_K до 5,2, т. е. понизила бы все числа для электронов в табл. 3 на 10%, что практически не сказалось бы на всех выводах.

3. Относительные интенсивности всех остальных конверсионных линий приняты непосредственно по экспериментальным данным работы Боброва и др. [2].

4. Относительная интенсивность линии Оже-электронов $K - LM$ заслуживает особого внимания, так как по ней вычисляется относительная интенсивность линии K-100,7.

В работе [2] линия $K - LM$ получилась очень широкой и в результате этого ее интенсивность — настолько большой, что суммарной интенсивности K-100,7 + $K - LL$ нехватало для линии $K - LL$, которая должна быть вдвое сильнее, чем $K - LM$. Отношение интенсивностей

$$\frac{(K\text{-}100{,}7 + K - LL)}{K - LM} = 1{,}37$$

либо ошибочно, либо связано с какой-либо посторонней линией, добавлявшейся к $K - LM$. В наших измерениях указанное отношение получилось равным приблизительно 3, но точность определения невелика, ввиду плохого разделения линий. Мы принимаем дальше это отношение.

5. Для определения интенсивности линии K-100,7 нужно сначала определить отношение $\frac{K - LL}{L - LM}$.

Электроны Оже $K - LL$ и $K - LX$ (где $X = M$, N и т. д.) возникают в конкурирующих процессах, не зависящих от того, как образовалась вакансия на K-оболочке. Отношение интенсивностей $\rho = \frac{K - LX}{K - LL}$ должно быть функцией только Z.

Экспериментальные данные весьма небогаты; они приведены в табл. 4.

Таблица 4

Данные различных авторов об отношении $\rho = \frac{K-LX}{K-LL}$

Z	ρ	Источник	Z	ρ	Источник
26	0,20±0,01	[6]	49	0,42±0,10	[8]
29	0,3 ±0,02	[7]	49	0,417	[12]
43	0,48±0,06	[8]	57—58	0,32	[13]
47	0,493	[9]	84	0,52	[14]
47	0,73	[10]	84	0,64	[15]
47	0,71	[11]			

В табл. 4 нет данных для $Z = 70$, но зависимость ρ от Z, по-видимому, слабая и можно взять среднее из значений для $Z=49$ и 84 и считать, что для $Z = 70$ $\rho = 0{,}5 \pm 0{,}1$.

Таким образом, мы принимаем, что $(K - LL)/(K - LM) = 2$, и следовательно, $K\text{-}100{,}7 = \frac{1}{3}(K\text{-}100{,}72 + K - LL) = 0{,}38$, в единицах табл. 3 ($I_{\gamma\text{-}78{,}7} = 1{,}00$).

6. Анализ данных, касающихся перехода с энергией 100,7 keV, показывает, что с ними не все благополучно.

Неясно, как можно согласовать следующие четыре факта:

а) непосредственно определяемый из опытных данных (табл. 3) коэффи-

циент конверсии на L-оболочке $\alpha_L = \frac{0,17}{0,51} = 0,33$ лежит за пределами значений α_L для переходов типа $E2$ и $M1$: 1,09 и 0,47;

б) вытекающий из данных табл. 3 коэффициент конверсии на K-оболочке $\alpha_K = \frac{0,38}{0,51} = 0,75$ лежит за пределами значений α_K для переходов типа $E2$ и $M1$: 1,0 и 2,88.

в) в то же время относительный коэффициент конверсии $K/L = \frac{0,38}{0,17} = 2,23$ лежит между значениями для $E2$ и $M1$—0,91 и 6,1 — и указывает на смесь 50% $E2$ и 50% $M1$;

г) состав смеси может быть независимо определен по формулам для относительной вероятности конкурирующих переходов между ротационными уровнями при $I_0 = 5/2$ (см., например, [16]):

$$E2/E1 = \frac{\lambda}{5,88-\lambda},$$

где λ — отношение интенсивностей γ-переходов $E_2 \rightarrow E_0$ и $E_2 \rightarrow E_1$. Подставляя $\lambda = \frac{0,1}{0,52} = 0,2$, получаем состав:

$$4\ \%\ E2 + 96\ \%\ M1.$$

Данные об α_K, α_L и K/L можно было бы прекрасно согласовать друг с другом в двух случаях:

а) если бы относительная интенсивность γ-лучей 100,7 keV была в 2,3 раза меньше, чем дают опыты Городинского, Мурина, Покровского и Преображенского;

б) если бы относительные интенсивности линий K-100,7 и L-100,7 были в 2,3 раза больше, чем по таблице.

Между тем, не видно источников погрешностей, которые могли бы привести к такой ошибке. Линия K-78,7, самая мягкая в конверсионном спектре, могла бы оказаться ослабленной из-за поглощения в пленке на окне счетчика; но это привело бы к снижению, а не повышению всех электронных интенсивностей табл. 3. Наличие какой-нибудь электронной линии в районе линий электронов Оже $K - LM$ привело бы нас к необходимости уменьшения относительных интенсивностей, приписываемых электронам Оже, и, следовательно, повысило бы интенсивность линии K-100,7; но при этом сохранилась бы неизменной интенсивность линии L-100,7, т. е. осталось бы противоречие «*а*».

Переход $h\nu = 78,7$ keV, принятый нами за переход чистого типа $M1$, в действительности, вероятно, смешанный — типа $M1 + E2$, но возможная примесь $E2$, во-первых, мала, а во-вторых, действует опять-таки в обратном направлении.

В обоих случаях значения α_K, α_L и K/L приводили бы к приблизительно равной доле $E2$ и $M1$ в составе перехода 100,7 keV. Но состав, вытекающий из теоретической формулы, все равно остался бы совершенно другим: либо 4% $E2 + 96\%$ $M1$, если изменена интенсивность конверсионных линий, либо 10% $E2 + 90\%$ $M1$, если изменена интенсивность γ-лучей. Отметим, что во всех других нечетных редкоземельных ядрах с ротационной структурой, кроме Hf^{177}, доля $M1$ составляет от 72 до 99% [16].

7. С переходом $h\nu = 171,4$ keV все обстоит благополучно. Согласно схеме (рис. 5), это — переход между уровнями $7/2^+$ и $9/2^-$, т. е. переход типа $E1$. Коэффициент конверсии α_K для такого перехода должен быть равен 0,079, а наблюдается 0,088. Коэффициент конверсии α_L должен быть равен $1,18 \cdot 10^{-2}$; следовательно, линия L-171,4 keV должна иметь в единицах табл. 3 интенсивность 0,0038, т. е. быть в 4 раза слабее своей соседки L-179,5. Линии с интенсивностью меньше 0,01 в работе [2] не регистрировались.

8. Для перехода $h\nu = 179,5$ keV интенсивность γ-лучей подобрана так, чтобы α_K оказалось равным теоретическому значению для $E2$. Отношение $K/L = 2,0$ мало отличается от теоретического значения для $E2$: $K/L = 1,7$.

9. Интенсивность линии Оже $K - MX$ принята равной 12 % интенсивности $K - LM$ (среднее по обзору [8]).

10. Интенсивности рентгеновых лучей K-серии вычислены по суммарной интенсивности электронов Оже K-серии в предположении, что выход флуоресценции K-серии для $Z = 70$ равен 93 % (основано на сводке экспериментальных данных [8]).

11. Суммарная интенсивность переходов K-серии, равная 17,4 (в единицах, в которых $I_{\gamma\text{-}78,7} = 1{,}00$), связана как с K-захватом, так и с заполнением K-оболочки после конверсии на ней.

Так как сумма относительных интенсивностей K-линий для всех переходов равна 6,3, то на K-захват приходится 11,1 единиц табл. 3.

12. Отношение вероятностей захвата электрона из L-и K-оболочек для разрешенных переходов равно

$$\frac{|\psi_L|^2}{|\psi_K|^2} \cdot \frac{(\varepsilon - E_L)^2}{(\varepsilon - E_K)^2},$$

где $|\psi_L|^2$ и $|\psi_K|^2$ — квадраты модулей волновых функций L и K электронов в ядре, ε — энергия распада, а E_K и E_L — энергия связи электрона на K-оболочке и L_1-подоболочке. Если разность масс ядра до и после захвата электрона велика по сравнению с E_K и E_L, то второй множитель приблизительно равен единице и отношение вероятностей K- и L-захвата определяется первым множителем, полностью зависящим от строения атома. Он был рассчитан Роузом и Джексоном [17] и для $Z=70$ равен 0,135.

Городинский, Мурин, Покровский и Преображенский сообщили [4], что они заметили в γ-спектре Lu^{173} слабые γ-линии с энергиями 570 ± 15 и 630 ± 15 keV (с интенсивностями 0,08 и 0,14 от $I_{\gamma\text{-}272,5}$). Если это так, то разность масс $Lu^{173} - Yb^{173} > 630$ keV.

Если энергия распада очень велика, то $L/K = 0{,}135$; при энергии 700 keV L/K для распада на разные уровни колеблется от 1,60 до 1,87. Кроме того, отношение L/K может зависеть от запрета. Мы принимаем $L/K = 0{,}15$; на дальнейших выводах практически не сказывается изменение L/K на 10—20 %. Вероятность L-захвата в единицах табл. 3 при этом оказывается равной 1,6.

13. Полное число распадов оказывается в единицах табл. 3 равным 12,7, а следовательно, сама эта единица равна 7,9% распадов.

14. Перевод из относительных единиц табл. 3 к абсолютным производится через электроны Оже. Однако их относительная интенсивность измеряется плохо, а выход ($\sim$7 %) известен с небольшой точностью. Поэтому проценты распада по каждой ветви, указанные на схеме рис. 5, имеют погрешность порядка 30 %.

Табл. 3 показывает, что рентгеновых лучей при распаде Lu^{173} должно быть очень много — в 16 раз больше, чем $h\nu = 78{,}7$ keV. Прямое сравнение интенсивностей этих двух линий очень существенно для проверки табл. 3 и дальнейших выводов.

5. Относительная интенсивность захвата на разные уровни Yb^{173}

Пользуясь интенсивностями, приведенными в табл. 3, можно определить долю захватов на каждый из уровней Yb^{173}. Это сделано в табл. 5. К числам, указывающим процент захвата на каждый уровень, следует относиться с осторожностью, так как они зависят от значения выхода Оже-эффекта.

При сопоставлении между собою относительных вероятностей образования различных возбужденных состояний Yb^{173} при распаде Lu^{173} обращает на себя внимание большая вероятность образования сильно возбужденного состояния 351,2 keV Yb^{173} ($7/2^+$). Это легко получает объяснение: согласно Нильсону [18], основное состояние ${}_{70}Lu^{173}_{103}$ определяется сто третьим нейтроном и принадлежит к типу $7/2^+$.

Таблица 5

Баланс интенсивностей для различных уровней Yb^{173} при распаде Lu^{173}

Энергия уровня, keV	Уходит	Приходит
351,2	Переход 171,4 keV — 2,8% » 272,5 » — 15,3% » 351,2 » — 1,0% Итого: 19,1%	Захват — 19,1%
179,5	Переход 100,7 keV — 8,7% » 179,5 » — 1,1% Итого: 9,8%	Переход 171,4 keV — 2,8% Захват — 7,0% Итого: 9,8%
78,7	Переход 78,7 keV — 64,5%	Переход 100,6 keV — 8,7% » 272,5 » — 15,3% Захват — 40,5% Итого: 64,5%
0	—	Переход 78,7 keV — 64,5% » 179,5 » — 1,1% » 351,2 » — 1,0% Захват — 33,4% Итого: 100,0%

Недавно Уорд, Миэлих, Хармац и Хандлей [19], изучавшие распад $Hf^{173} \rightarrow Lu^{173}$ и схему уровней Lu^{173}, пришли к аналогичному выводу, что основное состояние Lu^{173} имеет спин 7/2.

Таким образом, квантовые характеристики основного состояния Lu^{173} и возбужденного состояния 351,2 keV Yb^{173} совпадают; переход между этими состояниями должен быть разрешенным. Переходы на все нижележащие уровни Yb^{173} запрещены по четности; любопытно, что среди них наибольшую вероятность имеет переход на уровень $7/2^-$.

Таблица 6

Значения $f\tau$ для распада Lu^{173} на разные уровни Yb^{173}

Значения $f\tau$ для K-захвата на уровни Yb^{173}, keV	Предполагаемая разность масс Lu^{173} — Yb^{173}	
	1000 keV	2000 keV
351,2	$3,6 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^9$
179,5	$1,6 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^9$
78,7	$3,6 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$
0	$5,4 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^9$

Если захват на уровень 351,2 keV Yb^{173} является разрешенным, то можно ожидать, что для него $f\tau \sim 10^5$. Величина парциального времени, однако, очень велика:

$$170 \text{ дн.} \cdot \frac{100}{n},$$

где n — процент распадов на этот уровень, который не может сильно отличаться от 10—20 %, ибо такова суммарная интенсивность переходов с энергией 272,5 и 171,4 keV; следовательно, $\tau \sim (7 \div 15)\ 10^7$, откуда $f \sim 10^{-3}$.

В случае K-захвата столь малые f_K означают, что энергия распада очень близка к энергии связи электрона на K-оболочке («почти запрещенный» энергетически K-захват), т. е. к 60 keV. Это противоречит существованию жестких γ-линий с $h\nu = 570$ и 630 keV.

Если подтвердятся данные [4] о наличии жестких γ-лучей при распаде Lu^{173} и, следовательно, о большой разности масс $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$, то f_K окажется большим. Тогда возникнет вопрос: почему так велико $f\tau$ для разрешенного перехода типа $7/2^+ \rightarrow 7/2^+$.

Значения $f\tau$ для переходов на другие уровни Yb^{173} также зависят от разности масс Lu^{173} — Yb^{173}. В табл. 6 приведены эти значения, вычисленные для разностей масс 1000 и 2000 keV.

6. Количественный анализ $e^-—e^-$-совпадений при распаде $Lu^{173} \to Yb^{173}$

Для количественного сравнения скоростей счета совпадений при одном и том же токе в спектрометре, работающем «на просвет», и разных токах в другом спектрометре необходимо иметь достаточно хорошо разработанную схему распада. В схеме должны быть установлены вероятности для всех возможных путей превращения исходного ядра в конечное. Рассмотрим для примера схему рис. 6. Все переходы γ_1, γ_2 и γ_3 находятся в каскаде и будут давать $\gamma—\gamma$-совпадения. Но γ_2 всегда следует за γ_1 (если пренебречь конверсией), а γ_3 иногда следует за γ_1, а иногда непосредственно за захватом K_2. Поэтому для количественного сравнения скоростей счета совпадений $\gamma_1—\gamma_2$ $\gamma_1—\gamma_3$ и $\gamma_2—\gamma_3$ нужно знать отношение $K_1 : K_2$ и коэффициенты конверсии всех переходов. Аналогичные рассуждения относятся и к совпадениям между конверсионными электронами.

Рис. 6. Иллюстрация к формуле (1)

При отсутствии непрерывных спектров электронов и позитронов число «деловых» совпадений на 1 распад, вызванных конверсионными электронами «$1i$» (электроны типа i от перехода «1») и «nj» (электроны типа j от перехода «n») может быть представлено в виде:

$$\frac{N_{nj}^{1i}}{N} = (\omega_1 \varepsilon_{1i} P_1 \alpha'_{1i})\, \delta_{nj}^{1i}\, (\omega_2 \varepsilon_{nj} P_n \alpha'_{nj})\, \varepsilon. \qquad (1)$$

Здесь N_{nj}^{1i} — наблюдающееся число совпадений в единицу времени, N — число распадов в ту же единицу времени, ω_1 и ω_2 — эффективные телесные углы первого и второго спектрометров, ε_{1i} и ε_{nj} — эффективности регистрации данных конверсионных электронов в счетчиках спектрометров, ε — эффективность регистрации совпадений, P_1 и P_n — вероятности переходов «1» и «n», выраженные в долях от полного числа распадов, α'_{1i} и α'_{nj} — вероятности образования конверсионного электрона данного сорта i или j в расчете на один переход типа «1» или «n», например:

$$\alpha'_L = \frac{\alpha_L}{1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \ldots},$$

где α_K, $\alpha_L \ldots$ — коэффициенты конверсии, $P_n\alpha'_{nj}$ — число конверсионных электронов типа nj, приходящихся на один распад, $(\omega_1\varepsilon_{1i}P_1\alpha_{1i})$ и $(\omega_2\varepsilon_{nj}P_n\alpha'_{nj})$ — скорости счета в правом и левом спектрометрах, настроенных на конверсионные линии $1i$ и nj, при 1 расп сек$^{-1}$ в источнике; δ_{nj}^{1i} — отношение числа переходов типа «n», находящихся в каскаде с переходом типа «1» к полному числу переходов «n». Эта величина всегда меньше единицы и приближается к этому пределу только тогда, когда вероятности переходов становятся одинаковыми; если переходы не находятся в каскаде, δ тождественно равно нулю.

Измеряя спектры конверсионных электронов на одиночных спектрометрах, мы находим величины $\omega_1\varepsilon_{1i}P_1\alpha'_{1i}$ и $\omega_2\varepsilon_{nj}P_n\alpha'_{nj}$, но не можем сделать вывода об ожидаемой скорости счета совпадений, пока не знаем δ_{nj}^{1i}.

Формулу (1) можно переписать так:

$$\frac{N_{nj}^{1i}}{N} = \omega_1\varepsilon_{1i}\omega_2\varepsilon_{nj}x_{nj}^{1i}\cdot\varepsilon,$$

где $x^{1i}_{nj} = P_1 \alpha'_{1i} \delta^{1i}_{nj} P_n \alpha'_{nj}$ — вероятность одновременного появления электронов $1i$ и nj, выраженная в долях распада.

Как уже указывалось выше, имеет смысл сравнивать скорости счета совпадений только в таких парах, когда один из спектрометров все время установлен на одну и ту же линию, а второй устанавливается по очереди на максимумы других линий.

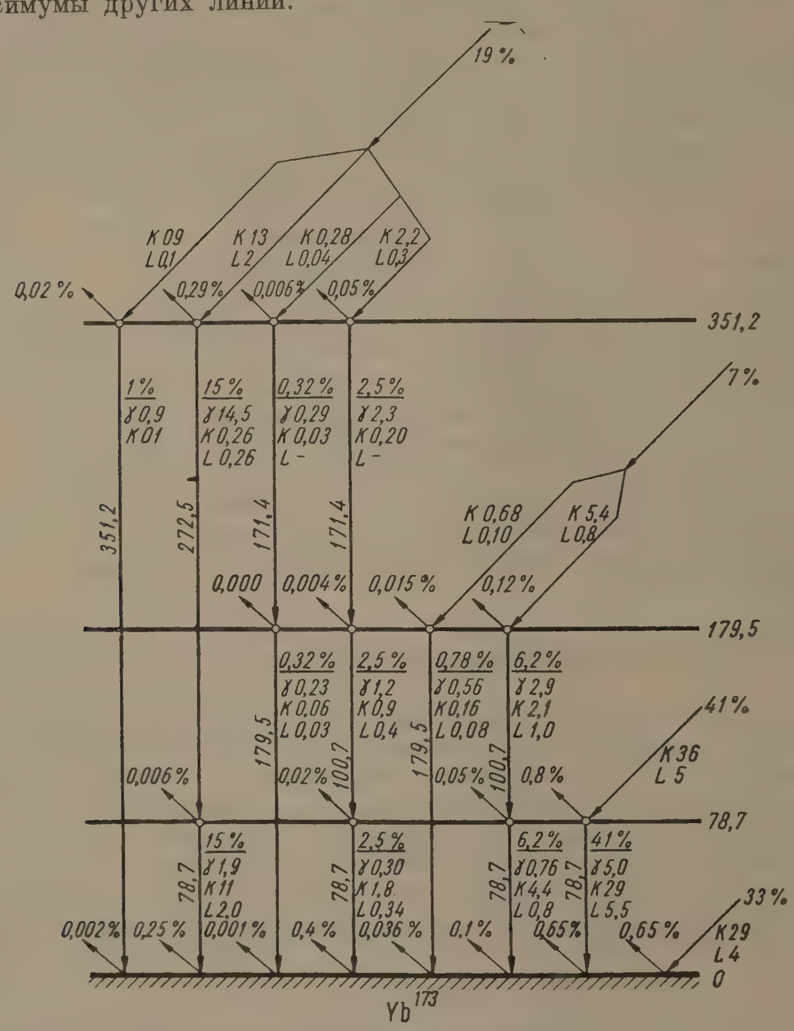


Рис. 7. Относительные интенсивности различных ветвей при распаде $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$. Все числа указаны в процентах от числа распадов. Стрелки, направленные вверх налево, указывают электроны Оже. Стоящие около них цифры относятся к электронам $K—LM$

В отношениях скоростей счета совпадений сократятся $\omega_1 \cdot \varepsilon_{1i} \cdot \omega_2$ и останутся только $\varepsilon_{nj} x^{1i}_{nj} \varepsilon$. Начиная с энергии электронов 40 keV, ε_{nj} и ε практически не зависят от энергии и могут быть исключены из рассмотрения. Но величины x^{1i}_{nj} должны быть взяты из схемы распада.

На рис. 7 представлена схема распада Lu^{173}, в которой изображены различные пути распада Lu^{173} и указаны относительные вероятности этих путей; на схеме указаны также относительные интенсивности группы электронов Оже $K — LM$. Интенсивность электронов $K — LL$ в два раза больше, а $K — MX$ — в 8 раз меньше. Предположено, что разность масс Lu^{173} и Yb^{173} — около 700 keV ($L/K \approx 0{,}15$). По данным рис. 7 рассчитаны x^{1i}_{nj} и соответствующие им относительные скорости счета совпадений, которые в табл. 7 сопоставлены с наблюдающимися на опыте.

Таблица 7

Сравнение экспериментальных и расчетных скоростей счета совпадений

Вид совпадений	Опыт	Расчет по схеме рис. 7
(L-78,7) (K-100,7 + K—LL) : : (L-78,7) (K — LM)	6,5 : 1	4 : 1
(K-272,5) (K-78,7) : : (K-272,5) (K-100,7 + K—LL) : : (K-272,5) (K — LM)	1,7 : 1,4 : 1	12 : 2 : 1
(K-171,4) (K-78,7) : : (K-171,4) (K-100,7 + K — LL) : : (K-171,4) (K—LM)	1,1 : 7,6 : 1	10 : 7 : 1

Из данных табл. 7 можно сделать выводы:

1. Опытные данные по совпадениям отличаются от расчетных в 7—9 раз, когда в измерениях участвует линия K-78,7. Значительное отличие экспериментальных и расчетных данных в этом случае может быть связано с тем, что K-78,7, самая мягкая линия в спектре конверсионных электронов, недосчитывается при регистрации совпадений (мало ε).

2. В совпадениях, не связанных с линией K-78,7, опытные и расчетные данные согласуются в пределах $\pm$ 25 %.

В измерениях совпадений между конверсионными переходами при распаде $Lu^{173} \rightarrow Yb^{173}$ и обработке экспериментальных результатов принимали участие студенты II курса ЛГУ В. Бунаков и А. Мякушева. Авторы выражают глубокую благодарность А. Н. Мурину, Г. М. Городинскому и В. Н. Покровскому за сообщение результатов по изучению γ-спектра Lu^{173} до опубликования.

Научно-исследовательский
физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Бобров Д., Громов К., Джелепов Б., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).
3. Городинский Г., Мурин А., Покровский В., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
4. Городинский Г., Мурин А., Покровский В., Преображенский Б., Тезисы VIII Совещания ядерной спектроскопии, стр. 29.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
5. Moszkowski S., в книге Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, 391.—Ed K. Siegbahn, North-Holl. Comp., Amsterdam, 1955.
6. Bellicard J., Moussa A., J. phys. et radium, 18, 115 (1957).
7. Bellicard J., Moussa A., Haynes S., Nucl. Phys., 3, 307 (1957).
8. Laberrique-Frolow J., Radvany P., J. phys. et radium., 17, 944 (1956).
9. Huber O., Humbel F., Schneider H., de Shalit A., Helv. phys. acta, 25, 3 (1952).
10. Laberrique-Frolow J., Radvanyi P., Compt. rend., 242, 901 (1956).
11. Johnson F., Foster J., Canad. J. Phys., 31, 469 (1953).
12. Harrison G., Crawford R., Hopkins I., Phys. Rev., 100, 841 (1955).
13. Громов К., Джелепов Б., Дмитриев А., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 153 (1958).
14. Жерновой А., Крисюк Э., Латышев Г., Ременный А., Сергеев А., Фадеев В., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 682 (1957).
15. Mladjenovic M., Slätis H., Arkiv fys., 9, 41 (1955).
16. Heydenburg N., Temnver G., Phys. Rev., 104, 981 (1957).
17. Rose M., Jackson J., Phys. Rev., 76, 1540 (1949).
18. Nilsson S., Kgl. Danske, 29, *16* (1955).
19. Ward T., Mihelich J., Handley T., Harmatz B., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 341 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. И. БАРАНОВСКИЙ, А. Н. МУРИН, В. Н. ПОКРОВСКИЙ и И. А. ЮТЛАНДОВ

О МАССОВЫХ ЧИСЛАХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Tb

К настоящему времени в литературе имеются сведения о нейтронодефицитных изотопах Tb($Z = 65$) с массовыми числами от 158 (единственный стабильный изотоп Tb имеет $A = 159$) до 149. Результаты различных авторов для удобства сведены в таблицу, где отражены только основные свойства изучавшихся изотопов — период полураспада и тип распада.

Массовое число	Работы [1, 2, 3], ссылки на которые имеются в таблицах Сиборга [.]			Более поздние работы	
	Класс	Тип распада	$T_{1/2}$	[5]	[6]
149*	*A*	α, *K* (?)	4,1 час		
151*	*B*	α, *K* (?)	19 час	α с $T_{1/2} \sim 19$ час не обнаружены	
152				< 10 мин или > 5 лет	
153*	*B*	*K*	5,1 дня		
154	*B*	*K*, β^+	1 ,2 час	*K*, β^+(?) 7,5 час 17,5 час	
155	*D* (*B*)	*K*	190 дней	< 10 мин или > 5 лет	*K* 5,6 дня
156	*B*	*K*, β^+	5 час	*K* 5,2 дн. ** ИП,β^- 5,5 час	
157	*B*	*K*	4,7 дня	< 10 мин *** или > 25лет	
158				< 10 мин или > 5 лет	

* Изотопы, изученные в настоящей работе. ** Эти данные подтверждены в работах [7—9]. *** Аналогичная оценка $T^{1/2}$ для Tb^{157} получена в [10].

В таблицу внесены также «достоверности изотопов» в обозначениях Сиборга [4]: *A* — массовое число достоверно, *B* — вероятно, *D* — установлено неточно (*Z* во всех случаях достоверно). Следует заметить, что на основании [6] изотоп Tb^{155} можно отнести, по крайней мере, в класс *B* по достоверности.

Разногласия между результатами работ различных авторов видны уже с первого взгляда на таблицу. Эти разногласия объясняются, вероятно, в основном способом получения изотопов в реакциях типа (α, xn) или (p, xn), где x — число вылетающих нейтронов, не всегда достоверно известное.

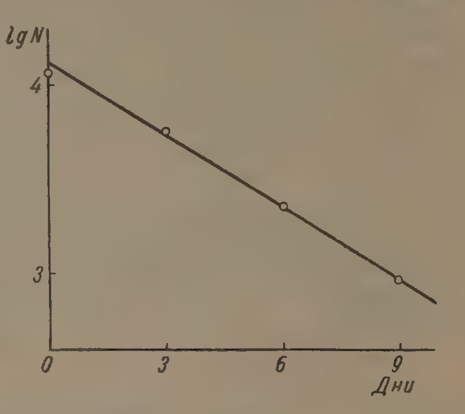
В наших опытах нейтронодефицитные изотопы Tb изучались среди прочих редкоземельных продуктов реакции глубокого расщепления Ta при облучении его протонами энергии 660 MeV [11, 12]. Использование хроматографической методики [13, 14] позволяло нам быть твердо уверенными в порядковом номере наблюдаемых изотопов.

Ранее было обнаружено [11, 12], что во фракции Tb присутствуют изотопы со следующими периодами полураспада: ~ 20 час (согласно приведенной таблице — Tb^{151} или Tb^{154}); ~ 5 дн. (Tb^{153}, Tb^{155}, Tb^{156}) и ~ 3 дн. (этот период ранее в Tb не наблюдался)*. Нами могли быть замечены только следы Tb^{149} ($T_{1/2} \sim 4$ час), поскольку между облучением,

* В [12] указывалось на наличие нуклида с $T_{1/2} \sim$ дн., однако более детально исследование не подтвердило этого предположения.

проводившимся на синхроциклотроне ОИЯИ, и измерениями на сцинтилляционном спектрометре в Ленинграде проходило не менее 15 час.

Для уточнения значений массовых чисел изотопов Tb, имевшихся во фракции, мы попытались установить генетические связи при помощи многократного хроматографического выделения дочерних элементов и исследования их. Такая методика позволяет установить как массовое число материнского изотопа (при известном дочернем изотопе), так и его период полураспада (поскольку количество выделяемого дочернего изотопа при равенстве интервалов между выделениями пропорционально $e^{-\lambda t}$, где λ — постоянная распада материнского вещества). Таким образом, можно изучить изотопы Tb с $A = 149$, 151 и 153, поскольку известны соответствующие радиоактивные изотопы Gd ($Z = 64$); другие же изотопы Tb, распадаясь, превращаются в стабильные изотопы Gd.



К определению периода полураспада Tb^{153}. $T_{1/2} = 2{,}4 \pm 0{,}2$ дн.

Выделение дочерних элементов из Tb производилось четыре раза, с интервалом между выделениями в 3 суток (между третьим и четвертым выделением прошло 4 суток). Во всех четырех выделениях из Tb наблюдался Gd, который содержал два изотопа: Gd^{153} (присутствовал во всех выделениях) и Gd^{151} (был замечен в первых двух выделениях). Других дочерних элементов (например, Eu, что соответствовало бы α-распаду Tb) в заметных количествах обнаружено не было.

Gd^{153} — хорошо изученный изотоп с установленной схемой распада [4, 15]. Он был уверенно отождествлен нами по периоду полураспада и γ-спектру. Количества Gd^{153} в разных выделениях сравнивались по относительным интенсивностям наиболее заметной в γ-спектре Gd^{153} линии $E_\gamma = 100$ keV (сцинтилляционный спектрометр).

На рисунке нанесены определенные таким образом относительные количества Gd^{153} в последовательных выделениях, причем введена поправка на учтенные по хроматограмме потери при хроматографическом выделении. При нанесении последней точки учитывалась также поправка на неравенство интервалов между выделениями.

Полученные точки, как видно из рисунка, хорошо укладываются на прямую, соответствующую периоду полураспада материнского вещества $T_{1/2} = 2{,}4 \pm 0{,}2$ дн. Таким образом, можно считать надежно установленным существование изотопа Tb^{153} с $T_{1/2} = 2{,}4$ дн. Наиболее заметной в γ-спектре Tb^{153} является группа линий в области $205 \div 210$ keV (сложность γ-спектра фракции Tb, в которой содержится несколько изотопов, затрудняет более детальное исследование). Интенсивность этой группы γ-линий, наблюдавшейся в спектре фракции Tb, падала с $T_{1/2} \sim 2{,}7$ дн. Некоторое увеличение периода объясняется, на наш взгляд, тем, что в этой области энергий присутствуют сравнительно слабые γ-линии более долгоживущих изотопов, например Tb^{155} [6].

Второй из наблюдавшихся нами дочерних изотопов — Gd^{151} изучен хуже, чем Gd^{153}. По достоверности Gd^{151} относится к классу B, по нашим данным его период полураспада $T_{1/2} = 120$—150 дн., а γ-спектр состоит из линий 154 и 247 keV (в [4] указывается $T_{1/2} = 150$ дн. и энергия γ-квантов, равная 265 keV). Сравнив количества Gd^{151} в последовательных выделениях по интенсивности γ-линии 154 keV, мы получили для периода полураспада материнского вещества $T_{1/2} = 18 \pm 2$ час. Это значение согласуется с приведенным в [4] значением 19 час.

Установление ранее не наблюдавшейся генетической связи между Tb^{151} и Gd^{151} позволяет нам считать значение массового числа для этих изотопов более достоверным, чем это принималось раньше. Поскольку произведенные опыты не могли установить или исключить существования Tb^{154} во фракции Tb, мы не можем быть уверенными, какому из этих изотопов (или их смеси) принадлежат наблюдавшиеся нами [12] γ-линии с энергией 270 (вероятно, группа) и 345 keV. Отсутствие Eu среди дочерних элементов позволяет нам утверждать, что доля α-распада (по отношению к электронному захвату) для Tb^{151} не превышает 1% (в [4] приводится нижний предел для этого отношения — $4 \cdot 10^{-3}$ %).

Опыты по изучению короткоживущих продуктов реакции глубокого расщепления Ta позволили нам установить генетическую связь между Tb^{149} и Gd^{149}. Поскольку значение массового числа для Tb^{149} установлено достоверно, наличие этой связи позволяет считать достоверным значение *A* и для Gd^{149}, свойства которого были описаны нами ранее [12].

Авторы благодарны Б. К. Преображенскому и В. Н. Мельникову за помощь в хроматографическом выделении и Н. Бушуеву за помощь в измерениях.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 79, 815 (1950).
2. Rasmussen J. O., Reynolds F. L., Thompson S. G., Ghiorso A., Phys. Rev., 80, 475 (1950).
3. Rasmussen J. O., Thompson S. G., Chiorso A., Phys. Rev., 89, 33 (1953).
4. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Д., Таблица изотопов.— ИЛ, М., 1956.
5. Handley T. H., Lion W. S., Phys. Rev., 99, 1415 (1955).
6. Ward T. J., Jacob K. P., Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2, 259 (1957).
7. Dillman L. T., Henry R. W., Gove N. B., Becker R. A., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2, 341 (1957).
8. Henry R. W., Dillman L. T., Gove N. B., Becker R. A., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2, 341 (1957).
9. Mihelich J. W., Harmatz B., Phys. Rev., 106, 1232 (1957).
10. Handley T. H., Olson E. L., Phys. Rev., 90, 500 (1953).
11. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Титов Н. Е., Докл. АН СССР, 112, 405 (1957).
12. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
13. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добранравова А. Н., Тетерин Е. Д., Ж. неорган. химии, 1, 2294 (1956).
14. Преображенский Б. К., Калямин А. В., Лилова О. М., Ж. неорган. химии, 2, 1164 (1957).
15. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Г. М. ГОРОДИНСКИЙ, А. Н. МУРИН и В. Н. ПОКРОВСКИЙ

О ЗНАЧЕНИИ МАССОВОГО ЧИСЛА ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ С ПЕРИОДОМ ПОЛУРАСПАДА $T_{1/2} = 52$ дн. И ЕВРОПИЯ С ПЕРИОДОМ ПОЛУРАСПАДА $T_{1/2} = 4{,}3$ дн.

γ-Спектр гадолиниевой фракции, полученной в реакции глубокого расщепления, изучался на сцинтилляционном γ-спектрометре и на сцинтилляционной установке $\gamma - \gamma$-совпадений. Описание сцинтилляционной аппаратуры и методики измерений дано в работе [1]. Ранее [2, 3] была установлена новая цепочка радиоактивных превращений:

$$ {}_{64}\mathrm{Gd} \xrightarrow[(52 \pm 10)\ \text{дн.}]{E} {}_{63}\mathrm{Eu} \xrightarrow[(4{,}3 \pm 0{,}6)\ \text{дн.}]{E} {}_{62}\mathrm{Sm}, \qquad (1) $$

и изучен γ-спектр входящих в нее изотопов. Изучить изотоп Gd и $T_{1/2} = 52$ дн. в чистом виде не представлялось возможным, поскольку в гадолиниевой фракции присутствовали также:

Gd^{149} — $T_{1/2} = 9$ дн. ($E_\gamma = 150$, 300, 347 и 520 keV);
Gd^{151} — $T_{1/2} = 150$ » ($E_\gamma = 154$ и 247 keV);
Gd^{153} — $T_{1/2} = 230$ » ($E_\gamma = 70$ и 100 keV).

Приблизительно через один месяц после облучения (рис. 1) интенсивность линии 115 keV (Gd — $T_{1/2} = 52$ дн.) становится равной интенсивности линии 150 keV (Gd^{149}—$T_{1/2} = 9$ дн.). Через два-три месяца после облучения, когда вкладом активности Gd^{149} можно пренебречь, начинают проявляться γ-линии с энергиями 100 keV (Gd^{153}) и 154 keV (Gd^{151}), интенсивности которых оказываются соизмеримыми с интенсивностью линии 115 keV.

Чтобы выяснить, каково содержание Gd ($T_{1/2} = 52$ дн.) в гадолиниевой фракции, мы с возможной тщательностью измеряли энергию γ-линии в районе 115 keV. Центр тяжести этой линии постепенно смещался в мягкую область спектра, и в препаратах шести-восьмимесячной давности положение ее максимума уже соответствовало энергии 100 keV. Это означало, что гадолиния с $T_{1/2} = 52$ дн. ($E_\gamma = 115$ keV) в препарате содержится значительно меньше, чем Gd^{153}.

Препарат Gd месячной давности изучался на установке $\gamma - \gamma$-совпадений. На рис. 2 жирной кривой изображен спектр совпадений Gd ($T_{1/2} = 52$ дн.), полученный при условии, когда γ-спектрометр неподвижной ветви совпадений регистрирует заштрихованную область γ-спектра, изображенного на том же рисунке тонкой сплошной кривой. Пик 115 keV в спектре совпадений, как уже отмечалось нами в работе [3], объясняется наличием каскада γ-квантов с энергией, близкой к 115 keV. Пик в районе 150 keV говорит о том, что Gd с $T_{1/2} = 52$ дн. при своем распаде испускает также кванты энергии 150 keV, совпадающие по времени с каскадом 115 keV. Выделить линию 150 keV (Gd с $T_{1/2} = 52$ дн.) в сцинтилляционном γ-

спектре фракции гадолиния не представлялось возможным из-за присутствия квантов близкой энергии, принадлежащих другим изотопам гадолиния.

В работе [4] сообщается, что в спектре конверсионных электронов гадолиния с периодом полураспада около 50 дн. обнаружены линии, соот-

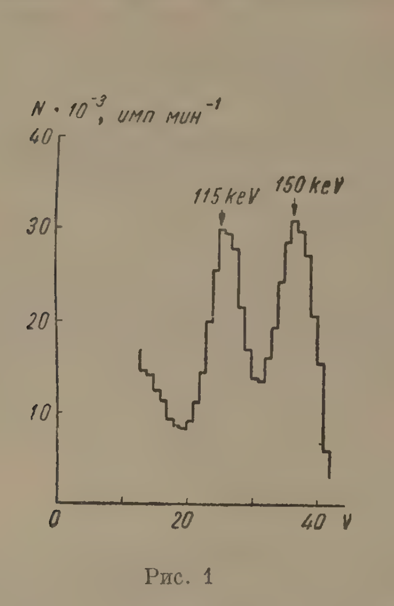


Рис. 1

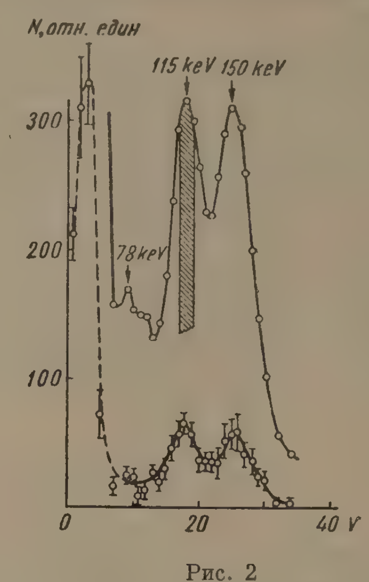


Рис. 2

Рис. 1. γ-Спектр фракции Gd, очищенной от Eu. Спектр получен через месяц после облучения. Линии 115 keV соответствует $T_{1/2} = 52$ дн. Линия 150 keV обусловлена главным образом распадом изотопа Gd^{149}

Рис. 2. γ-Спектр (тонкая кривая) и спектр совпадений (жирная кривая) Gd с $T_{1/2} = 52$ дня. Заштрихован участок спектра, регистрируемый «неподвижной» ветвью γ — γ-совпадений

ветствующие γ-переходу с энергией 155 keV, что хорошо согласуется с нашими данными, полученными при анализе спектра совпадений. Таким образом, γ-спектр Gd с $T_{1/2} = 52$ дн. состоит из двух γ-линий с энергиями порядка 115 keV и γ-линии 150 keV, причем кванты указанных энергий совпадают по времени их излучения.

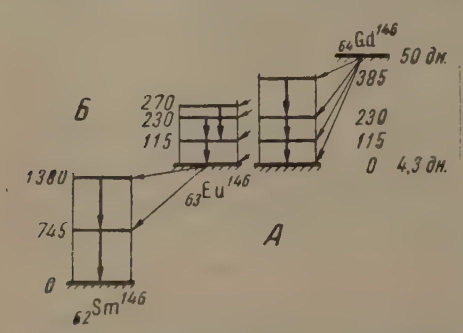


Рис. 3. *А* — Схема распада Gd с $T_{1/2} = 52$ дн. (два варианта), *Б* — схема распада Eu с $T_{1/2} = 4,3$ дн.

На рис. 3 представлена предположительная схема распада (с учетом приведенных выше дополнительных данных о линии 150 keV) и схема распада Eu с $T_{1/2} = 4,3$ дн., предложенные в работе [6]. Период полураспада Eu($T_{1/2} = 4,3$ дн.) в пределах погрешности измерений совпадает с $T_{1/2}$ для $Eu^{145} = 4,3$ дн. [5], поэтому на первом этапе исследований мы склонны были приписать изотопам рассматриваемой цепочки радиоактивных превращений массовое число $A = 145$. Дальнейшее изучение этого вопроса привело к мысли, что совпадение периодов, по-видимому, является случайным обстоятельством. Против предположения $A = 145$ можно привести ряд аргументов.

1. Был поставлен специальный опыт по обнаружению Sm^{145}, который должен был накопиться в препарате Eu ($T_{1/2} = 4,3$ дн.), если бы послед-

ний имел массовое число $A = 145$. Опыт дал отрицательные результаты: Sm^{145} обнаружен не был.

2. В работе [5] сообщается, что обнаруженный Eu^{145} имеет конверсионные электроны энергии 200 keV и, следовательно, должен испускать γ-кванты энергии 260 keV. По нашим данным, в спектре европия с $T_{1/2} = 4{,}3$ дн., полученного выделением из препарата Gd, не содержится γ-линий мягче 636 keV. Расхождение результатов может быть естественно объяснено допущением, что исследованный нами изотоп Eu и изотоп Eu^{145}, открытый в работе [5], суть разные изотопы.

3. В изучавшейся А. А. Башиловым* фракции европия обнаружены конверсионные линии в районе 100 keV, интенсивность которых падала с периодом около пяти дней**. Этот аргумент в совокупности с нашими данными, по-видимому, свидетельствует о существовании по крайней мере двух нейтронодефицитных изотопов европия с близкими периодами, причем один из них может быть как раз тем изотопом (Eu^{145}), который был изучен Хоффом и др. [5]. Таким образом, тот единственный признак — совпадение периодов полураспада, по которому мы первоначально произвели идентификацию ($A=145$), очевидно, утратил силу.

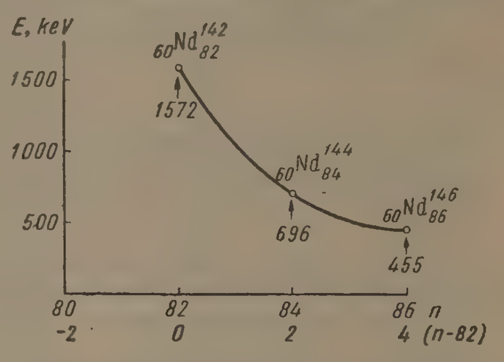


Рис. 4. Энергия первого возбужденного уровня четно-четных ядер неодима в функции от числа нейтронов

Можно попытаться установить значение массового числа изотопов, основываясь на сопоставлении полученных γ-спектров с γ-спектрами хорошо изученных нуклидов. При этом мы используем следующие известные экспериментальные факты:

1. Нечетно-нечетные изотопы тяжелых ядер имеют первые возбужденные состояния, отстоящие от основного состояния на величину энергии порядка 100 keV (см., например, [6]).

2. Ядра с массовыми числами, меньшими 150, имеют сферическую равновесную форму. Коллективные возбужденные состояния сферических четно-четных ядер носят вибрационный характер. Энергия первого колебательного уровня в подобных ядрах возрастает по мере приближения числа нейтронов к «магическому» $82n$, отвечающему замкнутой нейтронной оболочке. Типичным примером, иллюстрирующим это положение, могут служить четно-четные изотопы неодима с массовыми числами 142, 144 и 146. Кривая на рис. 4 изображает величину энергии первого возбужденного состояния изотопов неодима в функции от числа нейтронов сверх заполненной оболочки.

Теперь выясним, какое значение массового числа можно приписать изотопам, составляющим цепочку $\mathrm{Gd} \xrightarrow[52\ \text{дн.}]{K} \mathrm{Eu} \xrightarrow[4{,}3\ \text{дн.}]{K} \mathrm{Sm}$, чтобы при этом не войти в противоречие с существующими экспериментальными данными о нейтронодефицитных изотопах. Из известных изотопов Eu с четным массовым числом Eu^{144} имеет слишком малый период полураспада. Предположим, что Eu^{146} (класс индентификации «C») в работе [5] идентифицирован по массовому числу ошибочно и что это значение массового числа принадлежит изотопам интересующей нас цепочки радиоактивных превращений.

---

* Мы весьма благодарны А. А. Башилову за это сообщение.

** Мы также изучали спектр фракции Eu, но γ-линии, соответствующей конверсионным электронам ~ 100 keV, не обнаружили. Это, по-видимому, можно объяснить присутствием Eu^{147}, испускающим γ-линии 120 и 200 keV. На фоне γ-линии 120 keV искомая линия, вероятно, мало интенсивная, могла остаться незамеченной.

Выпишем в столбик цепочку ядерных превращений в соответствии со старым и новым предположениями о массовом числе

Старое предположение ($A = 145$)	Новое предположение ($A = 146$)	Период полураспада	Энергия уровней
$_{64}Gd^{145}_{81}$ чет.-нечет.	$_{64}Gd^{146}_{82}$ чет.-чет.	52 дн.	—
↓	↓		
$_{63}Eu^{145}_{82}$ нечет.-чет.	$_{63}Eu^{146}_{83}$ нечет.-нечет.	4,3 дн.	115,230
↓	↓		
$_{62}Sm^{145}_{83}$ чет.-нечет.	$_{62}Sm^{146}_{84}$ чет.-чет.	—	745,1380
1. Все ядра четно-нечетные или нечетно-четные.	1. Крайние ядра четно-четные, а промежуточное нечетно-нечетное.		
2. Eu имеет замкнутую нейтронную оболочку и поэтому должен иметь первый колебательный уровень с энергией около 1500 keV.	2. Gd имеет замкнутую нейтронную оболочку ($82\,n$); последующие ядра имеют 1 и 2 нейтрона сверх заполненной оболочки.		

Рассматривая эти столбцы, мы отмечаем, что в случае нового предположения ($A = 146$) ядро Eu, имеющее небольшие энергии первых возбужденных состояний, оказывается нечетно-нечетным, тогда как ядро Sm, обладающее двумя уровнями с большой энергией возбуждения (745 и 1380 keV), оказывается четно-четным. Таким образом, значения энергии уровней рассматриваемых ядер хорошо согласуются с теми величинами, которые можно было бы ожидать для возбужденных состояний нечетно-нечетного (Eu^{146}) и четно-четного нуклида (Sm^{146}). Особенно отчетливо это видно в случае ядра Sm. При принятом предположении о значении массового числа ядро самария имеет два нейтрона сверх заполненной оболочки. Поэтому можно ожидать, что значение энергии первого колебательного уровня будет близким к значению энергии аналогичного уровня у $_{60}Nd^{144}_{84}$, имеющего также 2 нейтрона сверх заполненной оболочки и четное число протонов. Это в действительности имеет место (см. рис. 4; $E_\gamma = 696$ keV для Nd^{144} и $E_\gamma = 745$ keV для Sm^{146}). Таким образом, рассмотрение характерных особенностей возбужденных состояний позволяет установить массовое число интересующих нас изотопов и выписать обнаруженную цепочку радиоактивных превращений в окончательном виде:

$$_{64}Gd^{146} \xrightarrow[T_{1/2} = 50 \text{ дн.}]{E} {}_{63}Eu^{146} \xrightarrow[T_{1/2} = 4{,}3 \text{ дн.}]{E} {}_{62}Sm^{146}.$$

Авторы выражают благодарность Л. А. Пекеру за участие в обсуждении результатов, А. В. Калямину за помощь в работе.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1004 (1957).
2. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Титов Н. Е., Докл. АН СССР, **112**, 405 (1957).
3. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1624 (1957).
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 135 (1958).
5. Hoff R. W., Rasmussen J. O., Thompson S. G., Phys. Rev., **83**, 1068 (1951).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 195 .

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. Н. ДОБРОНРАВОВА, Л. М. КРИЖАНСКИЙ, А. Н. МУРИН
и В. Н. ПОКРОВСКИЙ

МАССОВЫЕ ЧИСЛА НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ДИСПРОЗИЯ

До недавнего времени было известно [1] о существовании только двух нейтронодефицитных изотопов Dy ($Z = 66$): Dy^{159} (период полураспада $T_{1/2} = 134$ дн.) и Dy^{157} ($T_{1/2} = 8,2$ час). Имелись также указания [1] на существование короткоживущих α-активных изотопов Dy с $A < 153$.

Нейтронодефицитные изотопы Dy изучались нами в работах [2—4]. Изучая фракцию Dy и генетические связи изотопов Dy с дочерними элементами (Tb и Gd), мы пришли к выводу [4], что во фракции Dy существуют изотопы с $A = 159$, 157, 155 и 153.

Для проверки этого предположения мы предприняли попытку прямого определения масс изотопов Dy, образующихся в реакции глубокого расщепления Ta. С этой целью фракция Dy была разделена на масс-спектрометре и были сняты γ-спектры разделенных изотопов Dy при помощи сцинтилляционного спектрометра.

Для разделения был использован промышленный образец масс-спектрометра МС-2, в котором для увеличения светосилы были несколько увеличены щели (использовался ионный источник, основанный на явлении поверхностной ионизации) и применено платинирование вольфрамовой нити источника. Регистрация производилась с помощью фотоприставки [5] с собиранием на фотопластинку — для градуировки прибора (в качестве реперов использовались стабильные изотопы Eu^{151}, Eu^{153}, Dy^{161}, Dy^{162}, Dy^{163}, Dy^{164}). При разделении Dy собирание изотопов производилось на фольгу, помещавшуюся вместо фотопластинки. Эта фольга затем разрезалась на полоски, соответствующие одной массе (расстояние на фольге между соседними массами составляло $\sim 1,5$ мм).

Полученные таким образом препараты были исследованы на сцинтилляционном γ-спектрометре с кристаллом NaJ (Tl) размером 30×20 мм. Было обнаружено существование радиоактивных изотопов Dy с $A = 159$, 157, 155, 153 и, возможно, 151. Слабая активность образца Dy^{159} и очень слабая — Dy^{151} не позволили провести с ними дальнейшие исследования. Измерение интегрального счета и снятие γ-спектров разделенных изотопов Dy^{157}, Dy^{155}, Dy^{153} позволили сделать следующие выводы.

Dy^{157}. Период полураспада $T_{1/2} = 8,5 \pm 0,5$ час; дочерней активности не замечено. γ-Спектр состоит из линий 80 (слабая) и 325 keV.

Dy^{155}. $T_{1/2} = 9 \pm 2$ час; обнаружена дочерняя активность с $T_{1/2} \sim 5$ дн. (Tb^{155}, [4, 6]). γ-Спектр Dy^{155} состоит из линий 80 (сомнительная) и 227 keV.

Dy^{153}. $T_{1/2} = 7 \pm 3$ час; обнаружена дочерняя активность с $T_{1/2} \sim 2$ дн. (Tb^{153}, [7]). γ-Спектр Dy^{153} содержит линию 80 keV.

В последнее время появились работы [8, 9], результаты которых не противоречат данным работы [4] и этой заметке. В работе [9] сказано лишь, что Dy^{153} ($T_{1/2} = 5$ час) испускает α-частицы с энергией в 3,48 MeV.

Период полураспада Dy^{155} согласно [9] равен 10 час (см. выше), а согласно [8] — 20 час. Различие, вероятно, обусловлено ошибками в измерениях периодов препаратов Dy^{155} малой активности, которыми располагали авторы работы [8].

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблицы изотопов.— ИЛ, М., 1956.
2. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Титов Н. Е., Докл. АН СССР, 112, 405 (1957).
3. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
4. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
5. Рик Г. Р., Крижанский Л. М., Добронравова А. Н. ПТЭ, 2, 90 (1956).
6. Ward T. J., Jacob K. P., Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2, 259 (1957).
7. Барановский В. И., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Ютландов И. А., см. настоящий номер журнала, стр. 808.
8. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Phys. Rev., 108, 989 (1957).
9. Toth K. S., Rasmussen J. O., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2. 386 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

П. М. АРОН, А. В. КАЛЯМИН, А. Н. МУРИН и В. А. ЯКОВЛЕВ

О НОВЫХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПАХ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ. ИЗОТОП ЛЮТЕЦИЯ С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ 167

При бомбардировке тантала протонами энергии 660 MeV на синхроциклотроне ОИЯИ образуются нейтронодефицитные изотопы редких земель, в том числе и ранее неизвестные [1—5]. В хроматографически выделенной фракции лютеция нами обнаружен радиоактивный нуклид с периодом 55 ± 3 мин.

Это значение для периода полураспада было получено из разложения кривой нарастания и спада интенсивности γ-линии с энергией $\sim$ 100 keV, наблюденной при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра. Эта же линия наблюдалась в спектре иттербия, хроматографически выделенного через 7 час после разделения активных редких земель из лютециевой фракции. Интенсивность этой линии во фракции иттербия спадала с периодом, равным 18 мин. Как энергия γ-квантов, так и периоды полураспада в пределах ошибок опытов соответствуют табличным данным для Yb^{167} ($T_{1/2} = 18$ мин, $E_\gamma = 118$ keV).

Во фракции тулия, выделенного одновременно с иттербием из фракции лютеция, наблюден характерный γ-спектр Tu^{167}. Интенсивность яркой γ-линии с энергией $E_\gamma = 207$ keV падает с периодом полураспада $\sim$ 10 дн. (табличное значение периода полураспада Tu^{167} равно 9,6 дн.).

Таким образом, существование неизвестного ранее изотопа Lu^{167} является доказанным:

$$Lu^{167} \xrightarrow[T_{1/2} = 55 \text{ мин}]{E} Yb^{167} \xrightarrow[T_{1/2} = 18 \text{ мин}]{E} Tu^{167} \xrightarrow[T_{1/2} = 9{,}6 \text{ дн.}]{E} Er^{167} \text{ (стабильный)}$$

В спектре первоначально выделенной фракции лютеция, кроме упомянутой линии $\sim$ 100 keV, наблюдены γ-линии с энергиями квантов $\sim$ 170 и $\sim$240 keV. Линия $\sim$ 170 keV наблюдена также в спектре дочернего иттербия, и спад ее интенсивности (втрое меньшей по сравнению с интенсивностью линии $\sim$100 keV) идет с периодом, близким к периоду полураспада Yb^{167}. Линия $\sim$240 keV в спектре дочернего иттербия не наблюдалась и принадлежит Lu^{167}.

Мы выражаем глубокую признательность директору лаборатории Ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову, эксплуатационному персоналу синхроциклотрона ОИЯИ и Б. К. Преображенскому за участие в первых поисковых экспериментах.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Докл. АН СССР, 112, 3, 405 (1957).
2. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН. Сер. физ., 21, 1004 (1957); 21, 1624 (1957).
3. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добронравова А. Н., Тетерин Е. Д., Ж. неорган. химии, 1, 2294 (1956).
4. Преображенский Б. К., Калямин А. В., Лилова О. М., Ж. неорган. химии, 2, 1164 (1957).
5. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов, стр. 220 и 218.— ИЛ, М., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Г. М. ГОРОДИНСКИЙ, А. Н. МУРИН, В. Н. ПОКРОВСКИЙ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ОБ ИЗОТОПЕ ЛЮТЕЦИЯ С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ 173

Среди редкоземельных продуктов реакции глубокого расщепления Ta нами был обнаружен долгоживущий изотоп Lu с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 200$ дн., которому было приписано массовое число $A - 173$ [1]. Поскольку указанное значение $T_{1/2}$ расходится со значением, приводимым для Lu^{173} в [2] и близко к $T_{1/2}$ для Lu^{174} (165 дней), мы предприняли выделение Lu из Hf с целью подтверждения правильности идентификации изучаемого изотопа Lu по массовому числу.

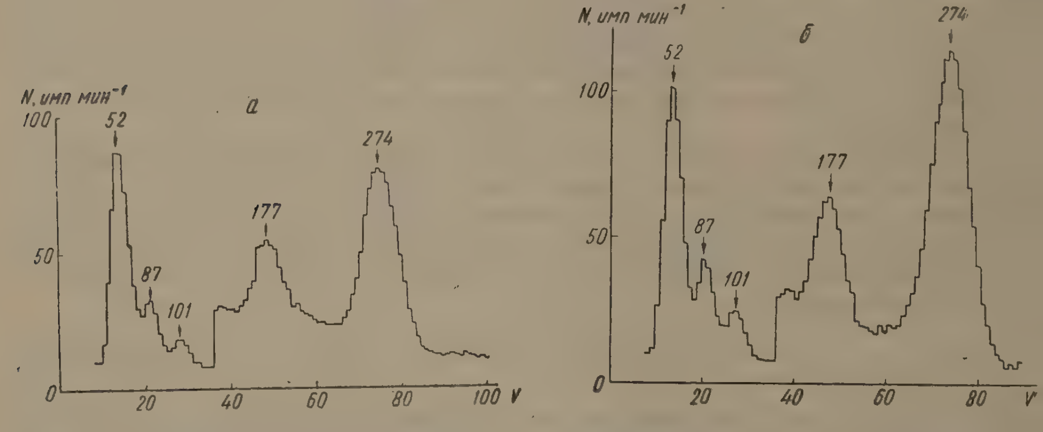


Рис. 1. γ-Спектр Lu с $T_{1/2} \approx 200$ дн.: *а* — Lu, выделенный из суммы редких земель; *б* — Lu, выделенный из Hf. По оси абсцисс отложено смещение на дискриминаторе

Растворенная мишень (Ta, облученный протонами с энергией в 660 MeV) через 10 час после облучения очищалась от редких земель осаждением их с лантаном. Через несколько дней после этого из маточного раствора обычным способом выделялся лютеций, образовавшийся при распаде Hf.

γ-Спектры лютеция, как выделенного из Hf, так и полученного при хроматографическом разделении суммы радиоактивных редких земель, изучались спустя несколько месяцев после выделения, когда короткоживущие изотопы Lu уже распались. Перед измерениями, в случае необходимости, производилась очистка препаратов Lu от Yb^{169} ($T_{1/2} = 32$ дн.), накоплявшегося в результате распада Lu^{169} ($T_{1/2} \sim 2$ дн.).

На рис. 1 представлены экспериментальные γ-спектры обычного препарата долгоживущего изотопа Lu, выделенного из суммы активных редких земель (*а*), и препарата Lu, выделенного после накопления в результате распада Hf(*б*). Спектры записаны на самописце при помощи автомата. Скачок ординаты, отмеченный стрелкой, соответствует изменению масштаба записи. Из сравнения рисунков *а* и *б* видно, что оба спектра имеют γ-линии равных энергий и близких интенсивностей. Сле-

дует заметить, что в связи с малой активностью препарата Lu из Hf, его γ-спектр изучен с малой статистической точностью.

Проведенное сравнение спектров позволяет установить, что во всяком случае основная доля активности долгоживущего Lu обусловлена одним и тем же изотопом с $T_{1/2} \approx 200$ дней. Рассмотрение таблицы изотопов [2]

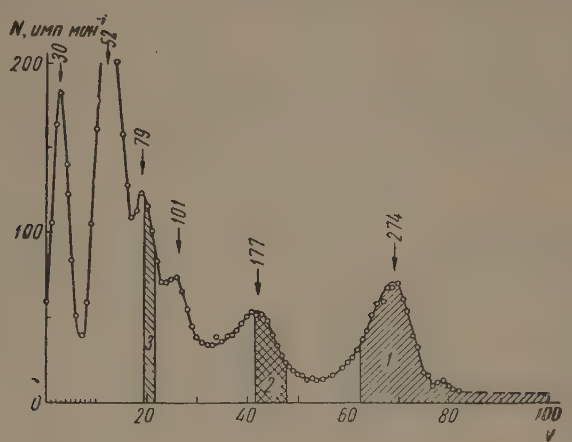


Рис. 2. γ-Спектр Lu^{173}, снятый «неподвижным» каналом схемы совпадений. Три заштрихованные области спектра соответствуют применявшимся установкам неподвижного канала

показывает, что единственный изотоп Lu, остающийся при этом в препарате, выделенном из Hf, есть Lu^{173}. Таким образом, наша прежняя идентификация подтвердилась.

В изученной нами дополнительно жесткой части γ-спектра Lu^{173} были обнаружены γ-линии с энергиями 345, 570 и 630 keV*. Относительные

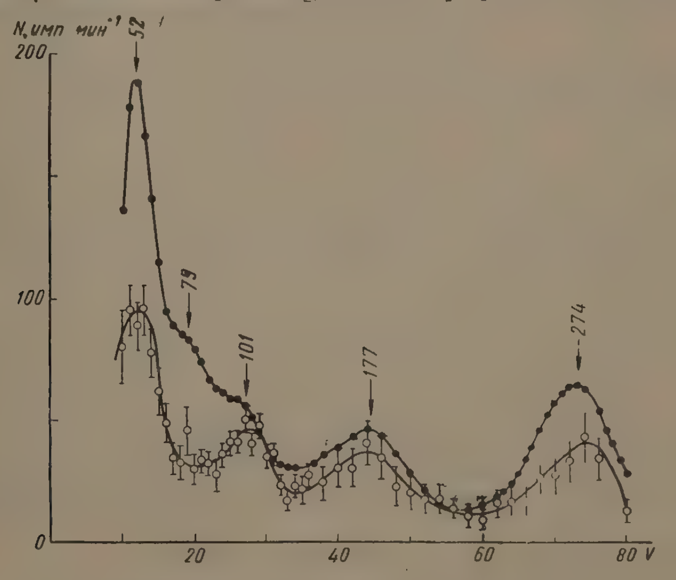


Рис. 3. Спектр совпадений с линией $E_{\gamma} = 79$ keV

интенсивности γ-линий Lu^{173} характеризуются следующим соотношением: $\gamma_{79} : \gamma_{101} : \gamma_{175} : \gamma_{274} : \gamma_{345} : \gamma_{570} : \gamma_{630} = 1 : 0{,}52 : 0{,}425 : 1{,}85 : 0{,}0113 : 0{,}15 : 0{,}26$.

Энергия γ-линий (175 ± 2) keV заметно отличается от энергии перехода 179,2 keV, обнаруженного по спектру конверсионных электронов [3].

* Принадлежность γ-линий с энергией 570 и 630 keV спектру Lu^{173} является предположительной.

Теми же авторами обнаружена K-линия перехода 171,2 keV (линия c, см. [3]), откуда следует, что γ-линия (175 ± 2) keV есть сумма линий 171 и 179 keV со сравнимыми интенсивностями $(\gamma_{171} : \gamma_{179} = 0{,}31 : 0{,}11)$.

В первых опытах по $\gamma - \gamma$-совпадениям было установлено [1], что все γ-кванты (E_γ = 77,101, 175, 274 keV) совпадают по времени испускания с рентгеновским излучением, что кванты с энергией 79 и 101 keV дают совпадения, наконец, для квантов 175 и 274 keV временны́х совпадений не обнаруживается.

Для дальнейшего изучения совпадений γ-квантов Lu^{173} были поставлены следующие опыты. Поочередно исследовались совпадения γ-квантов 274, 175 и 79 keV с другими квантами спектра. Три заштрихованные области спектра на рис. 2 соответствуют применявшимся установкам неподвижного канала схемы.

При изучении $\gamma - \gamma$-совпадений квантов 79 keV с другими квантами, рентгеновское излучение было ослаблено примерно в 10 раз фильтром из олова толщиной в 0,3 мм.

В качестве примера на рис. 3 приведен спектр совпадений квантов 79 keV с остальными линиями спектра. Верхняя кривая — спектр, снятый подвижным каналом одновременно со спектром совпадений, изображаемым нижней кривой. Заметим, что энергетическое разрешение кристаллов и ФЭУ, использованных в схеме совпадений, хуже разрешения, даваемого однокристальным γ-спектрометром. Это обстоятельство обусловливает менее четкий вид γ-спектра (ср. рис. 1).

Рис. 4. Схема распада Lu^{173}

Результаты опытов состоят в следующем.

γ-Линия 79 keV дает совпадения с линиями 101, 175, 274 keV; γ-линия 175 keV дает совпадения с линией 101 keV и самосовпадения, подтверждающие ее составной характер. Контрольный опыт по совпадениям линии 274 keV с другими подтверждает высказанное.

На основе совместного обсуждения результатов, полученных в [3] и нами, возможно предложить схему распада Lu^{173}, изображенную на рис. 4. Отметим, что величины заселенностей уровней представляют собой относительные вероятности переходов на возбужденные состояния. Слабая активность препарата не позволяет установить положение переходов 570 и 630 keV. Заселенность соответствующих уровней составляет не более 5%.

Воспользовавшись представленной на рис. 4 схемой распада и зная параметры установки $\gamma - \gamma$-совпадений, мы рассчитали относительные вероятности совпадений различных γ-квантов Lu^{173}. Результаты расчетов находятся в удовлетворительном согласии с данными опыта.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ за содействие работе, К. Я. Громову и Б. С. Джелепову за интерес к работе и совместное обсуждение результатов.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
2. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ. М., 1956.
3. Бобров Ю. Г., Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и А. В. ЗОЛОТАВИН

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ γ-ПЕРЕХОДОВ Ho^{160}

В предыдущих работах [1, 2] изучался конверсионный и β^+-спектр Ho^{160}, полученного при облучении танталовой мишени протонами с энергией 680 MeV. Сравнительно большая активность препарата позволила изучить относительные интенсивности наиболее сильных γ-переходов на том же β-спектрометре с двойной фокусировкой. Для этой цели дважды (с двумя препаратами) изучался фотоэлектронный спектр γ-лучей Ho^{160}: с мишенью тория 4 мг см$^{-2}$ и с висмутовыми мишенями $(14{,}9 \pm 0{,}1)$ мг см$^{-2}$ и $(2{,}9 \pm 0{,}1)$ мг см$^{-2}$ (рис. 1). Толстая мишень применялась при изучении жестких линий; переход $h\nu = 196$ keV изучался на более тонкой мишени. Достаточно точное знание толщины висмутовых мишеней позволило определить соотношение между интенсивностями линий $h\nu = 196$ keV и более жестких. В этих измерениях использовался один и тот же источник. Мишень была выполнена в виде полуцилиндра диаметром 3 мм, в центре которого находился источник, представляющий собой узкую полоску, расположенную по оси цилиндра. Толщина источника была порядка нескольких микрограмм на квадратный сантиметр; для поглощения или размытия конверсионных линий служил слой алюминия толщиной 0,2 мм, на котором была наклеена мишень. В подкладке мишени и в самом источнике не происходило заметного поглощения γ-лучей, поправка же на поглощение фотоэлектронов в мишени составляла 5% для линии 196 keV.

В результате проведенных опытов были определены энергии и интенсивности шести наиболее сильных γ-переходов. Полученные данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-переходов Ho^{160}

№ п/п	Мишень Bi		Мишень Th		Средние результаты	
	$h\nu$, keV	I_γ	$h\nu$, keV	I_γ	$h\nu$, keV	I_γ
1	196,4	41			196,4	41 ± 4
2	538,2	9,1	538,1	12,5	538,2	11 ± 2
3	646,0	41,5	645,6	41,5	645,8	$41{,}5 \pm 4$
4	730,0	100	728,7	100	729,4	100
5	879,3	51			879,3	51 ± 5
6	965,1	71			965,1	71 ± 7

Правильность передачи относительных интенсивностей γ-линий была проверена при изучении спектров фотоэлектронов Sb^{124}, Tb^{160} и J^{131} [3, 4]. Из этих работ следует, что ошибка в определении интенсивностей γ-переходов из-за углового распределения фотоэлектронов не превышает 10—15% для сравнительно тонких мишеней и в данном диапазоне энергий должна быть еще ниже для более толстых мишеней. Эта ошибка включена в погрешность интенсивностей γ-лучей.

На основании полученных относительных интенсивностей γ-лучей и результатов исследования конверсионного спектра Ho^{160} можно определить коэффициенты конверсии переходов и их мультипольности, если принять во внимание, что переход 196 keV происходит между уровнями первой

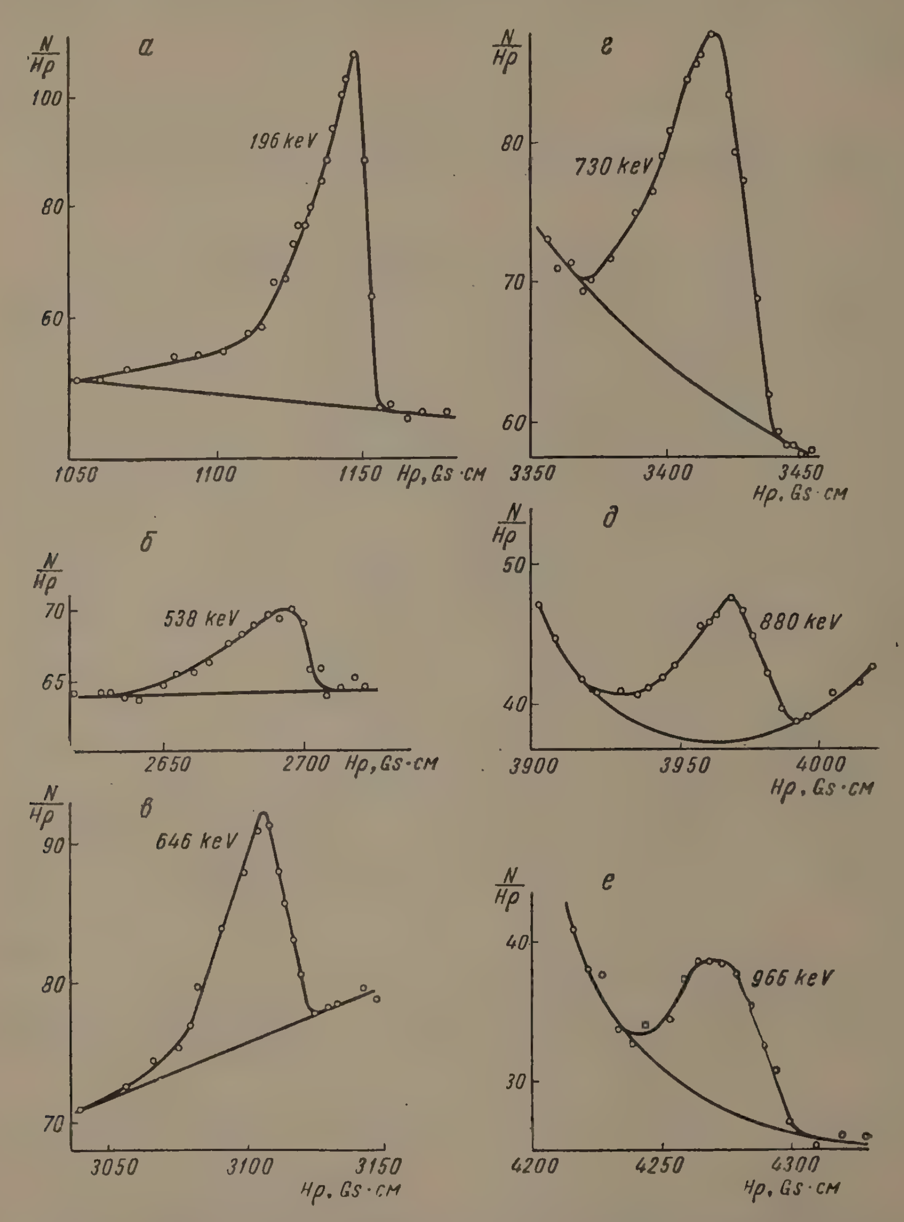


Рис. 1. Фотопики от γ-линий Ho^{160} на висмутовой мишени. Линия 196 keV получена на мишени 2,9 мг см$^{-2}$, остальные — на 14,9 мг см$^{-2}$. Фон под линиями вызван комптоновскими электронами и проникающими сквозь подложку и мишень конверсионными электронами

ротационной полосы Dy^{160} 4^+ и 2^+. Полагая коэффициент конверсии этого перехода равным теоретическому для электрического квадрупольного излучения, получим коэффициенты конверсии для других переходов, приведенные в табл. 2.

Полученные результаты полностью подтверждают наше предположение о схеме уровней Dy^{160} [2] (рис. 2). Положительная четность уровня 1695 keV теперь доказана, а значение спина 4 очень вероятно. Переход

Таблица 2

Коэффициенты конверсии и мультипольности переходов Ho^{160}

№ п/п	$h\nu$, keV	I_γ	I_{e^-}	$\alpha_K \cdot 10^3$ экспериментальный	$\alpha_K \cdot 10^3$ теоретический $E2$	$\alpha_K \cdot 10^3$ теоретический $M1$	Мультипольность
1	196,4	41,0±4	100±5		169,0		$E2$
2	538,2	10,8±2	2,25±0,15	14±6	10,2	20,9	$E2+M1$, $E2$
3	645,8	41,5±4	5,25±0,3	8,8±2,7	6,66	13,3	$E2+M1$, $E2$
4	729,4	100±5	6,9±0,4	4,8±1,2	5,04	9,89	$E2$
5	879,3	51±5	3,52±0,2	4,8±1,5	3,4	6,3	$E2+M1$, $E2$
6	965,1	71±7	3,9±0,3	3,8±1,2	2,8	5,0	$E2+M1$, $E2$

729 keV в этом случае $E2$, а переходы 646 и 538 keV представляют смесь $E2$ и $M1$ или $E2$. Для определения состава смеси нужны более точные данные. Линии 879 и 966 keV — сложные [1] и говорить об их мультипольностях нельзя; но так как известны характеристики уровней, между которыми идут переходы, то их мультипольности следует выбирать между $E2$, $M1$ или $E2+M1$. Жесткая компонента дублета 963—966 keV—чистый $E2$ переход, и, следовательно, мультипольность перехода 963 keV—$M1$ или $E2+M1$.

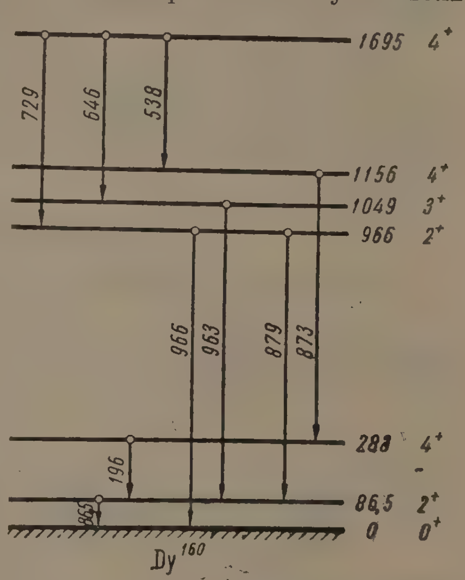


Рис. 2. Схема наиболее заселенных уровней Dy^{160}

О переходах 873 и 879 keV можно сказать, что, вероятнее всего, оба они имеют мультипольность $E2+M1$. Полученные результаты позволяют судить о правильности подведения баланса интенсивностей при распаде Ho^{160} в работе [2]: там за основу брались интенсивности конверсионных линий и по теоретическому коэффициенту конверсии для предполагаемой мультипольности определялись интенсивности переходов. После настоящих измерений спектра фотоэлектронов доказана правильность вычисленных таким образом интенсивностей переходов 538, 646, 873+879 и 963 keV и установлено отличие в пределах 30—40% интенсивностей перехода 730 keV.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность сотрудникам ОИЯИ и Радиевого института за облучение танталовой мишени и приготовление чистых препаратов эрбия и гольмия.

Научно-исследовательский физический институт Ленинградского гос. университета им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский Б. К., Янчевская И. С., Докл. АН СССР, 117, 53 (1957).
2. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 101 (1958).
3. Аброян М. А., Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 289 (1956).
4. Авотина М. П., Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Крацик Б., Докл. АН СССР, 119, 1127 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. П. КОМАР, Г. А. КОРОЛЕВ и Г. Е. КОЧАРОВ

ИЗУЧЕНИЕ НИЖНИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ Th^{230} ПУТЕМ $\alpha - e_K$-СОВПАДЕНИЙ

В последние годы широкое распространение получили импульсные ионизационные камеры с сеткой. Основным достоинством ионизационных камер является большая светосила, что позволяет исследовать слабые α-линии, изучение которых в магнитных спектрометрах практически невозможно. В ряде случаев [1—3] этим методом исследовалась тонкая структура α-спектров.

Нами создана аппаратура для регистрации α — e_K-совпадений. Прибор состоит из импульсной ионизационной камеры, внутри которой помещен пропорциональный счетчик для регистрации электронов конверсии. При помощи этой установки изучен α-спектр U_{234} на совпадение с электронами конверсии.

Описание аппаратуры

Импульсная ионизационная камера с пропорциональным счетчиком представлена на рис. 1.

Источник α-частиц помещается на высоковольтном электроде. Первая сетка *7* предназначена для исследования угловых распределений частиц,

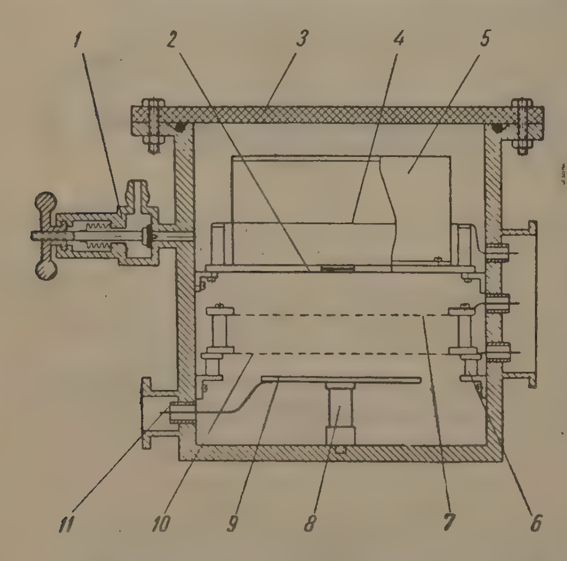


Рис. 1. Ионизационная камера с пропорциональным счетчиком: *1* — кран, 2 — электрод с пленочным источником, *3* — плексигласовая крышка, *4* — нить пропорционального счетчика, *5* — цилиндрический катод счетчика, *6* — изолятор, *7* — первая сетка, *8* — изолятор, *9* — собирающий электрод, *10* — вторая сетка, *11* — изолятор

например, для изучения α - e_K-угловой корреляции, а также для введения электрической коллимации. Вторая сетка *10* экранирует собирающий электрод от индукционного влияния положительных ионов. Сетки изготовлены путем точечной сварки нихромовой проволоки диаметром 0,1 мм с кольцом из нержавеющей стали. Расстояние между проволоками 1,5 мм и 3 мм (для первой и второй сеток соответственно).

Расстояние между высоковольтным электродом и первой сеткой 50 мм, между сетками — 20 мм, а между второй сеткой и собирающим электро-

дом — 15 мм. Параметр неэффективности двух сеток определялся экспериментально, полученное значение совпадало с расчетным [4].

Был применен полуцилиндрический пропорциональный счетчик с диаметром цилиндра 100 мм. Диаметр нити — 0,012 мм. Экспериментально снятая зависимость коэффициента газового усиления k от приложенного напряжения представлена на рис. 2.

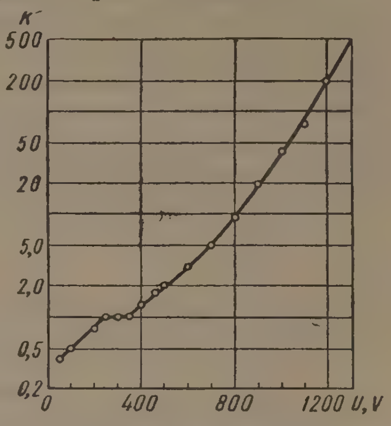


Рис. 2. Зависимость коэффициента газового усиления k от напряжения на нити ϕ 0,012 мм при давлении 1,3 атм. Диаметр цилиндра — 100 мм

Источником частиц служила тонкая (<40 мкг см$^{-2}$) пленка из активного вещества ϕ 20 мм. Пленочные источники обладали хорошей механической прочностью и однородностью активного вещества. Последняя определялась радиографически. Методика изготовления пленочных источников описана в работе [5]. Камера откачивалась до давления 10^{-4} мм рт. ст. и наполнялась аргоном из баллона через натриевый очиститель. Для работы использован предусилитель с низким уровнем шумов [6].

В радиотехническом устройстве предусмотрена возможность исключения фона случайных α — α-совпадений. Нестабильность всего радиотехнического устройства в течение 24 час была менее 0,2%.

Спектр α-частиц U^{234}

Изучение второго возбужденного уровня Th^{230} путем прямого исследования спектра α-частиц U^{234} практически исключается из-за наличия основной группы α-частиц U^{235} с энергией, почти совпадающей с энергией группы α_2, соответствующей переходу на второй уровень Th^{230}. В случае применения методики α — e_K-совпадений основная группа частиц U^{235} не должна регистрироваться.

Рис. 3. α-Спектр U^{234}. В верхнем левом углу — схема α-переходов $U^{234} \rightarrow Th^{230}$

Полученный спектр представлен на рис. 3. Как и следовало ожидать, в спектре отсутствуют основные группы α-частиц U^{234} и U^{235}. Группа α_1 соответствует переходу на уровень 2^+ дочернего ядра. Эта группа α-частиц исследована в работах [2, 7, 8]. Анализ полученной кривой позволяет определить интенсивность перехода на уровень 4^+. Она оказывается равной ($0,35 \pm 0,15\%$) (интенсивность группы α_1 считается известной). Энергия уровня составляет 170 keV, как и следует из обобщенной модели ядра. В работе [9] указывается на наличие в γ-спектре U^{234} линий 53 и 118 keV с интенсивностями 1 и 0,4. Можно предположить, что γ-кванты с энергией 53 keV соответствуют переходу с уровня 2^+ на основной, а γ-кванты с энергией 118 keV — с уровня 4^+ на уровень 2^+. Переход с уровня 4^+ на основной до сих пор не наблюдался, хотя и не исключен.

Используя теоретические значения коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках [10, 11], а также взяв экспериментальное значение для

отношения $\frac{N_{\gamma\text{-}53}}{N_{\gamma\text{-}118}} = 2{,}5$, можно определить интенсивность перехода на уровень 4^+. Это значение совпадает с экспериментально полученным — 0,35%.

Валладасом [8] изучался спектр α-частиц U^{234} на совпадение с рентгеновыми лучами. Полученное им значение интенсивности перехода на уровень 4^+ равняется 0,3%. Наши данные в пределах ошибок измерения совпадают с данными Валладаса.

В заключение выражаем глубокую благодарность Б. А. Бочагову и С. Н. Николаеву за ценные советы по вопросам методики эксперимента и радиотехнике.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Engelkemeir D. W., Magnusson L. B., Rev. Sc. Instr., 26, 295 (1955).
2. Бочагов Б. А., Комар А. П., Кочаров Г. Е., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, *5*, 1257 (1957).
3. Баранов С. А., Зеленков А. Г., Родионов Ю. Ф., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 7 (1957).
4. Buneman O., Cranshaw T. E., Harvey J., Can. J. Res., **27**, 191 (1949).
5. Королев Г. А., Кочаров Г. Е., ПТЭ, *2* (1958).
6. Бочагов Б. А., Кочаров Г. Е., Киршин Г. Ф., ПТЭ, **6** (1957).
7. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Доклад на сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г.
8. Valladas Georges, Диссертация.— Париж, 1955.
9. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— И. Л., М., 1956.
10. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
11. Слив Л. А., Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Ю. А. АЛЕКСАНДРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ Cs^{134} МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

Введение

Исследованию совпадений при распаде радиоактивного изотопа Cs^{134} посвящено значительное количество работ [1—11], тем не менее в настоящее время нельзя сделать однозначное заключение относительно его схемы распада.

В результате проделанных работ доказаны следующие каскадные переходы: 797—605, 605—570, 797—605—570, 605—1370 и 802—1170 keV. В работе [9], выполненной при помощи схемы быстро-медленных совпадений найден, кроме того, каскад 605—460 keV, который, однако, вызывает сомнение, так как в приведенном авторами спектре совпадений велик статистический разброс и велика мешающая примесь совпадений с γ-линией 797 keV.

β—γ-Совпадения изучались в работах [10, 11]. Найдено, что γ-лучи с энергиями 605 и 797 keV, а также часть γ-квантов с энергиями 563 и 570 keV находятся в совпадении с жесткой компонентой β-спектра. В работе [1] указывалось на наличие совпадений γ-лучей 1370 keV с мягкой компонентой β-спектра.

На наличие жестких γ-лучей при распаде Cs^{134} указывалось в работах [12, 13]. Авторы нашли, что существуют γ-лучи с энергиями 1640, 1750, 1870, 1960 и 2030 keV, с интенсивностью порядка в 10^{-6} квант на распад.

Нами предприняты дальнейшие исследования γ — γ- и β — γ-совпадений с целью уточнения схемы распада.

Экспериментальная установка и результаты

Измерения производились при помощи люминесцентных спектрометров, включенных в схему совпадений с разрешающим временем $2\cdot 10^{-7}$сек.

В качестве сцинтилляционных спектрометров использовались ФЭУ-С и кристаллы NaJ(Tl) толщиной 15 мм. Относительная полуширина γ-линий Zn^{65} составляла 8 %. Стабильность работы спектрометров исследовалась по положению фотопика Zn^{65}. После прогрева установки изменение положения фотопика Zn^{65} при постоянной загрузке спектрометра составляло не более 0,5% в течение 20 час непрерывной работы.

Для регистрации β-спектра применялись ФЭУ-19М и кристалл толана толщиной 3 мм. Эффективность регистрации кристаллом толана γ-лучей Cs^{134} составляла 5%. Градуировка β-спектрометра по энергии производилась по конверсионной линии Hg^{203}.

При исследовании жесткой части γ-спектра Cs^{134} применялся сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaJ(Tl) толщиной 15 мм и ФЭУ-11. Между источниками и кристаллом помещался свинцовый фильтр толщиной 10 см. Активность источника составляла примерно 500 mCu.

Нами исследовались спектры совпадений с γ-линиями 605, 797, 1170 и 1370 keV. Разложение спектров совпадений на отдельные компоненты производилось по тщательно исследованным формам спектров Hg^{203} (279 keV), Cs^{137} (660 keV) и Zn^{65} (1120 keV), полученным в тех же экспериментальных условиях, что и при измерении совпадений.

Наши измерения подтверждают наличие каскадных переходов 605—797, 605—1370, 605—570, 797—570 и 1170—802 (797) keV. Доказаны также каскадные переходы 605—1040 и 1170—475 keV.

На рис. 1—4 представлены одиночные спектры и спектры совпадений. Фотопики 570 и 475 keV, соответствующие каскадным переходам 570—605,

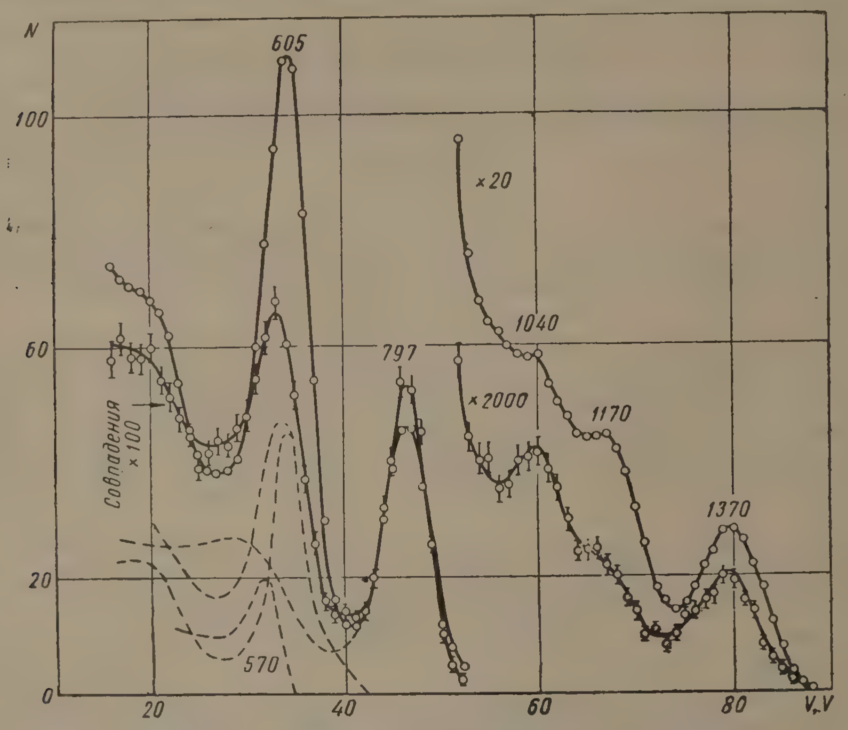


Рис. 1. Спектр совпадений с $h\nu = 605$ keV, $\Delta E_{\text{фикс}} = 570 \div 700$ keV

570—797 и 475—1170 keV, получены путем разложения спектра совпадений на отдельные компоненты. Наличие мешающих совпадений в районе 400—600 keV на рис. 1 и 3 объясняется тем, что в фиксированный канал, кроме данного фотопика, попадает часть комптоновского распределения от других γ-линий.

Нами не обнаружено каскадного перехода 605—475 keV, на наличие которого указывалось в работе [9]. Поиски каскадного перехода 475—1370 keV, наличие которого предполагается другими авторами, к положительным результатам не привели. По нашим оценкам, относительная интенсивность этого предполагаемого каскада не более 0,5%. Для оценок относительных интенсивностей каскадных переходов использовались данные Фостера и Уиггинса [6] по относительным интенсивностям γ-лучей Cs^{134}.

Относительные интенсивности каскадных переходов, в процентах по нашим оценкам, следующие (в левом столбце — энергия каскадных переходов в килоэлектронвольтах):

605—797 keV	100%
605—570	10
605—1370	3
605—1040	3
797—570	10
1170—802 (797)	3
1170—475	2

При исследовании β — γ-совпадений нами выделялся участок β-спектра 360—660 keV. В этом случае фон от γ-излучения составлял около 5%. При обработке результатов он вычитался.

Из анализа спектра совпадений, представленного на рис. 5, видно, что жесткая часть β-спектра в большей степени дает совпадения с γ-линией 797 keV, чем с γ-линией 605 keV, что согласуется с результатами работы [10].

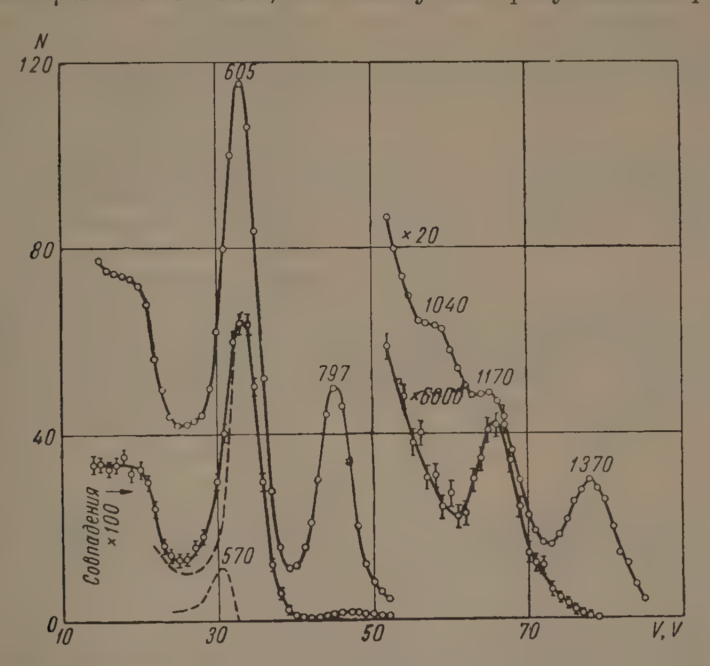


Рис. 2. Спектр совпадений с $h\nu = 797$ keV; $\Delta E_{\text{фикс}} = 740 \div 870$ keV

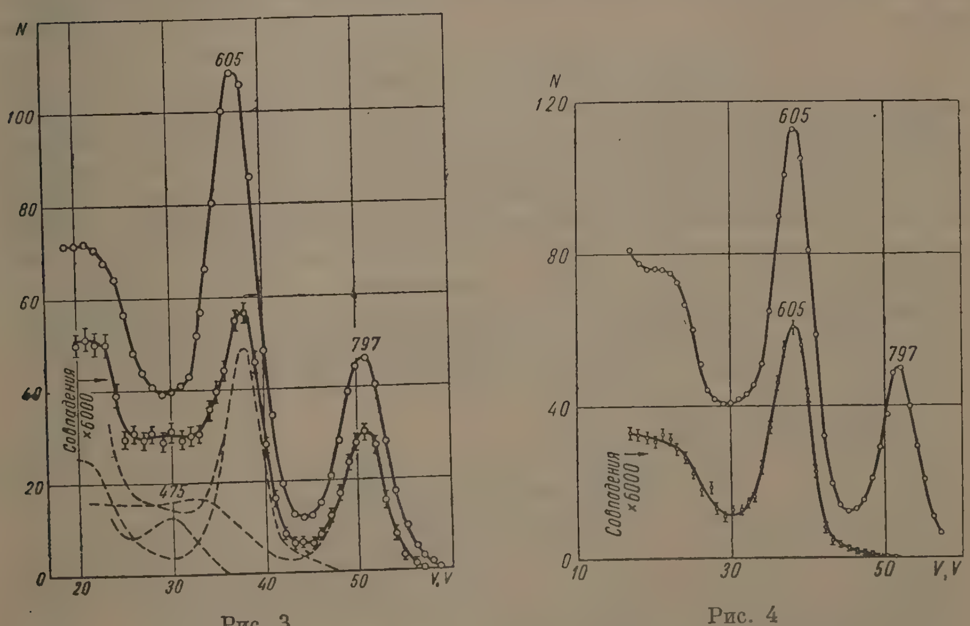


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Спектр совпадений с $h\nu = 1170$ keV; $\Delta E_{\text{фикс}} = 1150 \div 1250$ keV

Рис. 4. Спектр совпадений с $h\nu = 1370$ keV; $\Delta E_{\text{фикс}} = 1300 \div 1440$ keV

Оказалось, что часть γ-квантов с энергией 1370 keV (порядка 30—50 %) совпадает с жесткой частью β-спектра. Эти совпадения нельзя объяснить γ-фоном, а также суммированием сцинтилляций в кристалле, так как толщина кристалла и телесный угол, под которым находится источник, по отношению к кристаллу слишком малы.

Если интенсивность совпадений жесткой части β-спектра с γ-линией 797 keV принять за 100%, то интенсивность совпадений с γ-линией 605 keV будет порядка 90%, а интенсивность совпадений с γ-линией 1370 keV порядка 2%.

Рис. 5. Спектр β — γ-совпадений; $\Delta E^{\beta}_{\text{фикс}} = 360 \div 660$ keV

Нами произведено исследование жесткой области γ-спектра Cs^{134}. Подтверждены фотопики от γ-лучей 1640, 1750, 1870, 1960 и 2040 keV. Интенсивность всех γ-линий порядка 10^{-6} квант на распад. Для того чтобы выяснить, не являются ли эти γ-лучи излучением какой-нибудь примеси в Cs^{134}, спектр изучался дважды, с интервалом в один год. Никаких изменений в соотношении интенсивностей γ-линий не обнаружено.

Все наши экспериментальные данные по γ — γ-совпадениям и измерению жесткой части γ-спектра Cs^{134} не противоречат схеме распада, предложенной Фостером и Уиггинсом [6] с добавлением жестких γ-переходов [13]. Несоответствие получается лишь для γ-перехода 475 keV, который, по данным наших измерений, должен происходить между уровнями 1644 и 1168 keV, а не между уровнями 1870 и 1368 keV [6].

По результатам β — γ-совпадений можно сделать вывод о том, что часть γ-переходов 1370 keV идет на основное состояние Ba^{134}. Квантовые характеристики уровня 1370 keV — 3^-. γ-Переход 1370 keV должен быть типа $E3$, по данным же многих авторов, этот γ-переход типа $E1$ или $E2$. Этих затруднений можно было бы избежать, если предположить, что спин и четность уровня 1370 keV равны 1^- или 2^-, но тогда будет слишком мала вероятность β-перехода с основного состояния Cs^{134} со спином 4^+ на уровень 1370 keV. Наличие γ — γ-совпадений 1370—605 keV заставляет сделать предположение, что существует второй γ-переход 1370 keV или второй γ-переход 605 keV. Более приемлемо первое предположение, так как в работе [1] указывалось на наличие совпадений γ-линий 1370 keV с мягкой частью β-спектра, хотя наличие этих совпадений можно объяснить и существованием предполагаемого второго γ-перехода с энергией 605 keV.

В заключение выражаю благодарность дипломанту С. В. Голенецкому, оказавшему большую помощь при выполнении данной работы.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Elliot L. G., Bell R. E., Phys. Rev., **80**, 420 (1950).
2. Brady E. R., Deutsch M., Phys. Rev., **78**, 558 (1950).
3. Beyster J. R., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **79**, 411 (1950).
4. Kloepper M., Lennox E. S., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **88**, 695 (1952).
5. Lyon W. S., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **94**, 501 (1954).
6. Foster H. H., Wiggins J. S., Nuovo Cim., **2**, 854 (1955).
7. Everett A. E., Glanbman M. J., Phys. Rev., **100**, 955 (1955).
8. Girish, Chandra, Proc. of Indian Academy of Science, **44**, 194 (1956).
9. Stewart M. G., Scharenberg R. P., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **99**, 691 (1955).
10. Keister G. L., Lee E. B., Schmidt F. H., Phys. Rev., **97**, 451 (1955).
11. Bertolini L., Bettoni M., Lazzarini E., Nuovo Cim., **2**, 273 (1955).
12. Фирсов Е. И., Башилов А. А., Изв. АН СССР, Сер. физ., **2**, 1633 (1957)
13. Fluharty R. G., Deutsch M., Phys. Rev., **76**, 182 (1949)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. В. ЗОЛОТАВИН, В. Я. МИШИН, В. П. ПРИХОДЦЕВА, Ю. В. ХОЛЬНОВ и Г. Е. ЩУКИН

ИЗЛУЧЕНИЕ As^{74}

В декабре 1957 г. мы смогли получить радиохимически чистый препарат As^{74}($\sim$4 mCu) с хорошей удельной активностью. Основные черты распада As^{74} были уже к этому времени известны; мы проверили и уточнили различные характеристики этого распада.

1. Препарат

As^{74} изготовлялся путем бомбардировки германия дейтонами с энергией 10,8 MeV. После отгонки германия в виде $GeCl_4$ As очищался по методу Грина и Кафаласа [1], переводился в AsH_3, а затем высаживался в виде зеркала на кварцевой трубке. Препарат для β-измерений перегонялся далее на алюминиевую фольгу (10 μ), из которой вырезалась полоса 25 $\times$ 1 мм. Для того чтобы позитроны полностью поглощались и аннигиляционное излучение было представлено в полной мере, препарат для γ-измерений окружался медью.

2. Исследования β^+- и β^-- спектров

Исследования производились на спектрометре с двойной фокусировкой [2] на угол $\pi\sqrt{2}$; разрешающая способность спектрометра $\Delta H\rho/H\rho=0,4$ %. β^+- и β^--спектры As^{74} состоят из двух компонент каждый (рис. 1 и 2). Энергии и относительные интенсивности компонент приведены в табл. 1.

Таблица 1

Энергия и относительные интенсивности компонент β^+- и β^-- спектра As^{74}

Компоненты спектров	Настоящая работа		Мей и др. [3], 1950		Иогансон и др. [4], 1951	
	$E_{гр}$, keV	относительная интенсивность	$E_{гр}$, keV	относительная интенсивность	$E_{гр}$, keV	относительная интенсивность
β_1^+	1510$\pm$15	24$\pm$5	—	—	1530	19
β_2^+	910$\pm$10	180$\pm$10	960	95	920	160
β_1^-	1355$\pm$10	122$\pm$10	1450	89	1360	104
β_2^-	720$\pm$15	100	820	100	690	100

Для того чтобы разделить β-спектры на компоненты, нужно знать форму жесткой компоненты. Рис. 2 показывает, что по форме жесткие компоненты наиболее близки к уникальной форме ($\Delta I=2$, четность меняется): график Кюри наиболее прямолинеен, если учтен поправочный фактор для уникальных переходов [5]. Экспериментальные точки в пределах погрешности укладываются на прямую линию, в то время как без множителя $C_{уник}$

отступления от прямой достаточно велики. В работе [4] уникальная форма спектра была установлена только для жесткого β^--перехода. Отнесение переходов β_1^+ и β_1^- к уникальным только на основании формы спектра не может быть признано достаточно однозначным. Однако имеется другой, более сильный аргумент: произведения $ft(W_0^2-1)$, вычисленные по данным, приведенным на схеме распада (см. рис. 5), оказываются равными

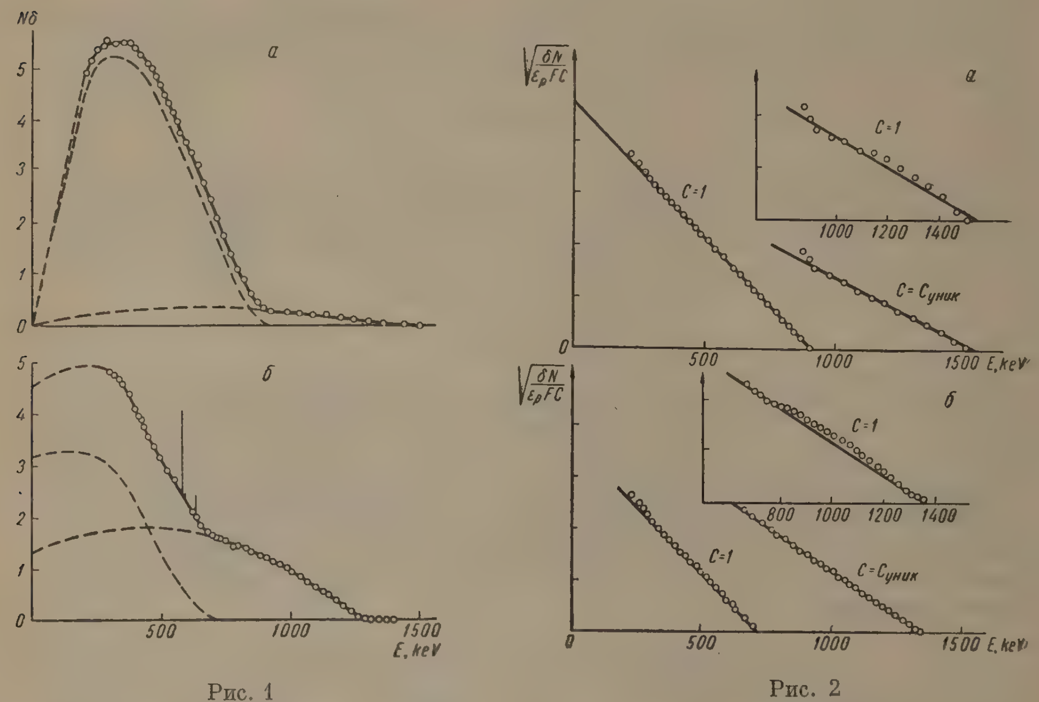


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1. *а* — Спектр позитронов As^{74}, *б* — спектр электронов As^{74}

Рис. 2. Графики Кюри для As^{74}: *а* — спектр позитронов, *б* — спектр электронов, На вставках даны графики Кюри жестких компонент спектров без уникальной поправки. Размеры точек определяют погрешность измерений

$\sim 0{,}8 \cdot 10^{10}$ для β_1^+ и $\sim 0{,}5 \cdot 10^{10}$ для β_1^-. Для большинства уникальных переходов это произведение лежит в пределах $(0{,}5-1{,}8) \cdot 10^{10}$, несмотря на значительное разнообразие в энергиях распада W_0 [6]. Приняв, что указанные переходы являются уникальными, мы должны сделать вывод, что основное состояние As^{74} типа 2^-.

Графики Кюри для мягких компонент обоих спектров, получающихся после вычитания уникальных спектров, оказываются прямолинейными. Отклонение экспериментальных точек вверх от графика Кюри в области менее 300 keV (рис. 2) объясняется сравнительно большой толщиной источника. Такой эффект наблюдался и при исследовании других изотопов, например P^{32}, с такой же толщиной препарата.

3. Конверсионные электроны

На фоне β^--спектра (рис. 3) отчетливо выделяются K- и $(L+M)$-конверсионные линии переходов с энергиями 596 и 635 keV. Относящиеся к ним данные приведены в табл. 2.

Энергия переходов определена точнее всего, по-видимому, в работе Иогансона и других [4]: ($596{,}3 \pm 1{,}0$) и ($635{,}2 \pm 1{,}0$) keV; мы принимаем дальше эти значения. Энергии переходов, определенные нами, отличаются от приведенных на 0,2 %. Относительные интенсивности линий K-635

Таблица 2

Энергии и относительные интенсивности конверсионных линий

Конверсионная линия	Интенсивность линии по отношению к интенсивности β_2^--спектра, принятой за 100	Относительная интенсивность линий
K-596	$0{,}48 \pm 0{,}04$	1,00
$(L+M)$-596	$0{,}06 \pm 0{,}01$	0,12
K-635	$0{,}137 \pm 0{,}014$	0,28

и мягкой компоненты β^--спектра позволяют непосредственно определить коэффициент конверсии α_K:

$$\alpha_K = (1{,}37 \pm 0{,}14) \cdot 10^{-3}.$$

Это значение достаточно близко к теоретическому [7] для переходов типа $E2$: $\alpha_K = 1{,}30 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, никаких сомнений в том, что мы

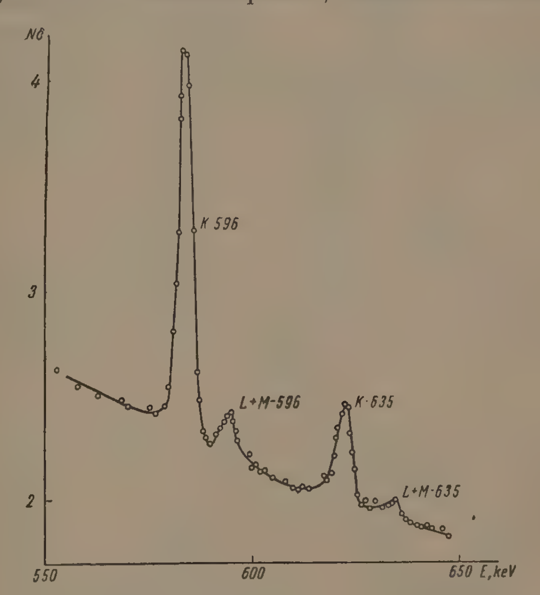


Рис. 3. Конверсионные линии переходов $\Delta E = 596$ и 635 keV

имеем дело с переходом типа $2^+ \rightarrow 0^+$, обычным для четно-четных ядер, не возникает.

Для перехода $h\nu = 596$ keV, связанного с позитронной ветвью, дело обстоит сложнее, так как для определения α_K нужно знать долю K-захвата. Мы вернемся к этому вопросу в разделе 6.

4. γ-лучи

Спектр γ-лучей As^{74} изучался по электронам отдачи на двух ритронах [8, 9]. На приборе с лучшей разрешающей способностью были измерены относительные интенсивности трех γ-линий: аннигиляционной, $h\nu = 596$ и 635 keV. Линии изображены на рис. 4, а результаты измерений приведены в табл. 3. Линии $h\nu = 596$ и 635 keV полностью разделить не удалось, но разложение спектра на компоненты было сделано по форме хорошо изученных линий аннигиляции и $h\nu = 603$ keV Sb^{124}.

При помощи прибора с ухудшенной разрешающей способностью, но с увеличенной в 100 раз светосилой была предпринята попытка обнаружить более жесткие γ-линии в излучении As^{74}: энергия распада $As^{74} \to Ge^{74}$ позволяет ожидать возбуждения уровней Ge^{74} вплоть до 2500 keV. Дей-

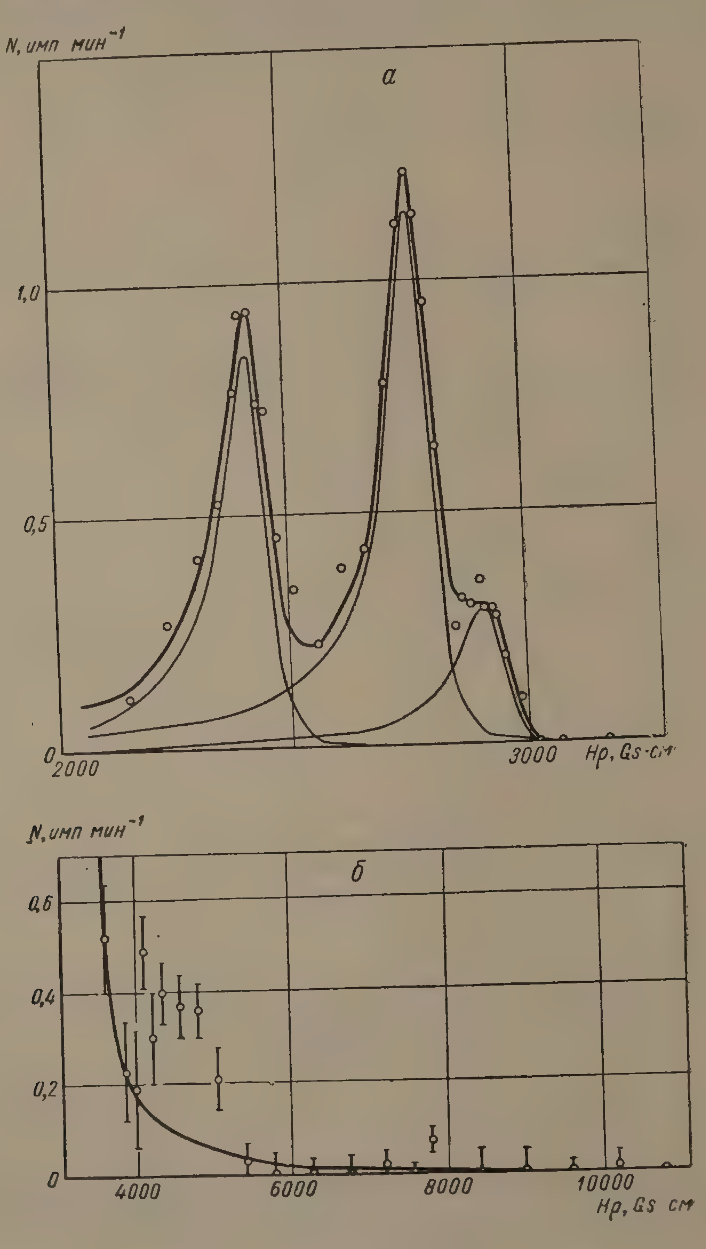


Рис. 4. γ-Спектр As^{74}: *а* — мягкая часть спектра, полученная на ритроне в обычных условиях, *б* — жесткая часть спектра, полученная на ритроне с улучшенной светосилой

ствительно, на участке спектра около 1200 keV наблюдается явное превышение скорости счета над плавным фоном, связанным с более мягкими линиями (рис. 4, вставка *б*). Интенсивность этой линии в 220 раз меньше, чем аннигиляционной.

При распаде As^{74} такая линия никогда не наблюдалась, но в 1955 г. Синклер [10] сообщил, что при рассеянии быстрых нейтронов на Ge воз-

буждается γ-линия с $h\nu=1230\pm50$ keV. В 1957 г. он уточнил [11] эти данные: γ-лучи имеют энергию 1230 ± 19 keV, возбуждение происходит в Ge^{74} и осуществляется в 17 раз реже, чем для уровня 596,3 keV. Уже в 1958 г. появилось сообщение Эйхлера и др. [12] о том, что они наблюдали при распаде Ga^{74} γ-линии с энергиями 600; 860; 1100; 1500; 1900 и 2300 keV. Вполне вероятно, что мы, Синклер и Эйхлер, наблюдали один и тот же переход с энергией около 1200 keV.

Таблица 3

Относительные интенсивности γ-лучей As^{74}

$h\nu$, keV	Настоящая работа	Иогансон и др. [4]
511	$4{,}06\pm0{,}12$	—
596	$4{,}22\pm0{,}12$	4
635	1	1
1200	$0{,}018\pm0{,}005$	—
>1200	$<0{,}004$	—

У соседних четно-четных ядер второй уровень возбуждения расположен обычно в 2,0—2,2 раза выше, чем первый (например, Zn^{65}, Se^{76}, Kr^{82}, Kr^{84}). Это делает вероятным, что у Ge^{74} второй уровень имеет энергию 1200 keV, почти точно вдвое большую, чем у первого уровня (596,3 keV). Если это так, то можно было бы ожидать, что возможен также переход со второго уровня на первый, имеющий энергию около 600 keV и образующий дублет с линией 596 keV. Однако и при распаде As^{74} и при возбуждении нейтронами уровень с энергией ~1200 keV возбуждается слабо. Никаких указаний на дублетное строение линии 596 keV в литературе не встречается.

5. Разветвления в схеме распада As^{74}

На рис. 5 изображена схема распада As^{74}. Задача заключается в определении величин a, b, c, d, e, f и g, причем $a+b+c+d+e+f+g=100\%$.

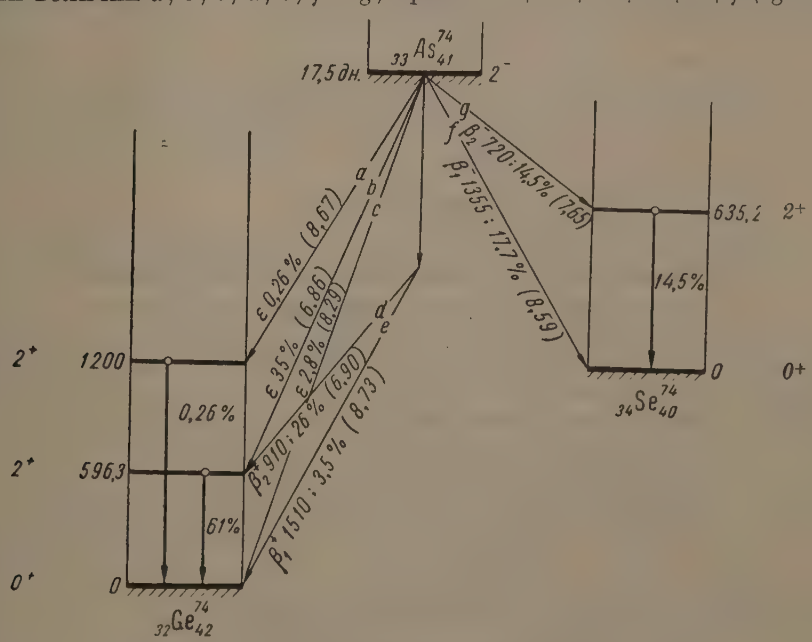


Рис. 5. Схема распада As^{74}

Имеются следующие уравнения, непосредственно вытекающие из наших экспериментальных данных:

$$e:d:f:g=(24\pm5):(180\pm10):(122\pm10):100 \qquad (1)$$

(соотношение интенсивностей β-спектров — данные табл. 1).

$$2(d+e):(b+d):g:a=(4{,}06\pm 0{,}12):\ (4{,}22\pm 0{,}12):1:(0{,}018\pm 0{,}005) \qquad (2)$$

(соотношение интенсивностей γ-линий — данные табл. 3, пока предполагается, что γ-1200 — единственный путь разрядки этого уровня).

Эти уравнения не вполне независимы: из (1) следует $2(d+e):g=4{,}08\pm 0{,}22$, из (2) вытекает

$$2(d+e):g=4{,}06\pm 0{,}12.$$

Значения совпадают очень хорошо, и мы можем их усреднить, но все же одно равенство исчезает, и, таким образом, для определения семи величин a, b, c, d, e, f и g имеется только шесть уравнений. Нетрудно видеть, что ни в одно экспериментальное уравнение не вошло c — вероятность захвата на основной уровень Ge^{74}. Не только мы, но, по-видимому, никто не измерял каких-либо величин, связанных с захватом на основной уровень Ge^{74}. Такими величинами могли бы быть:

а) отношение интенсивностей рентгеновых лучей и любой γ-линии,

б) отношение интенсивностей Оже-электронов и любой конверсионной линии,

в) доля рентгеновских квантов, дающая совпадения с $h\nu=596{,}3$ keV.

Из создавшегося положения можно выйти, лишь использовав теоретическое значение K/β^+ для распада As^{74} на основной уровень Ge^{74}. К счастью этот переход является уникальным и поэтому отношение может быть вычислено совершенно однозначно, так как участвующий матричный элемент сокращается.

Л. Н. Зырянова сообщила нам, что для рассматриваемого перехода

$$\frac{K+L_{\rm I}+L_{\rm II}}{\beta^+}=\frac{c}{e}=0{,}797.$$

Добавив это соотношение к приведенным выше уравнениям, мы можем решить всю систему уравнений. В результате получается:

$$a=(0{,}26\pm 0{,}07)\ \%, \qquad e=(3{,}5\pm 0{,}7)\ \%,$$
$$b=(35\pm 3)\ \%, \qquad f=(17{,}7\pm 1{,}5)\ \%,$$
$$c=(2{,}8\pm 0{,}5)\ \%, \qquad g=(14{,}5\pm 0{,}4)\ \%.$$
$$d=(26{,}4\pm 1{,}6)\ \%,$$

Эти значения и указаны на рис. 5.

6. Замечания, относящиеся к отдельным уровням

1. О конверсии перехода $\Delta E=596{,}3$ keV Ge^{74}

Коэффициент конверсии α_K для перехода 596,3 keV может быть определен двумя способами:

а) по отношениям интенсивностей γ-лучей $h\nu=596{,}3$ keV и 635,2 keV и соответствующих конверсионных линий:

$$\alpha_{K\text{-}596}=\alpha_{K\text{-}635}\cdot\frac{N_{K\text{-}596}}{N_{K\text{-}635}}\cdot\frac{N_{\gamma\text{-}635}}{N_{\gamma\text{-}596}}=1{,}30\cdot 10^{-3}\cdot\frac{0{,}49\pm 0{,}04}{0{,}137\pm 0{,}014}\cdot\frac{1}{4{,}22\pm 0{,}12}=$$
$$=(1{,}10\pm 0{,}15)\cdot 10^{-3};$$

б) по отношению двух определяемых на опыте чисел:

$$\alpha_{K\text{-}596}=\frac{N_{K\text{-}596}}{N_{\beta^-\text{-}720}}\cdot\frac{N_{\gamma\text{-}635}}{N_{\gamma\text{-}596}}=\frac{(0{,}48\pm 0{,}04)\,10^{-2}}{4{,}22\pm 0{,}12}=(1{,}14\pm 0{,}10)\,10^{-3}.$$

Способы не вполне независимы: в обоих используется отношение $N_{\gamma\text{-}635}/N_{\gamma\text{-}596}$; однако в первом используется отношение площадей двух конверсионных линий, а во втором — отношение площадей линии и непрерывного спектра.

Оба значения согласуются между собой очень хорошо, но гораздо хуже с теоретическим коэффициентом конверсии для переходов типа $E2$:

$$\alpha_K = 1{,}43 \cdot 10^{-3}.$$

Причина такого расхождения не ясна. Небольшая примесь гипотетического перехода $h\nu = 604$ keV, который мог бы быть типа $M1$, не изменила бы положения, так как теоретический коэффициент конверсии для переходов типа $M1$ равен $1{,}02 \cdot 10^{-3}$ и, таким образом, не сильно отличается от α_K для $E2$ ($1{,}43 \cdot 10^{-3}$).

Используя данные табл. 2 и полагая $M/L = 0{,}2$, получаем для этого перехода

$$K/L = 9{,}6 \pm 2{,}1.$$

Это значение хорошо согласуется с теоретическим для переходов типа $E2: K/L = 9{,}4$; оно, впрочем, не хуже согласуется и с теоретическим значением для $M1$: $K/L = 10$.

2. О соотношении K/β^+ для распада As^{74} на уровень 596,3 keV Ge^{74}

В разделе 5 найдено:

$$\frac{N_{\varepsilon\text{-}910}}{N_{\beta^+\text{-}910}} = \frac{35 \pm 3}{26{,}4 \pm 1{,}6} = 1{,}32 \pm 0{,}14.$$

Полагая $\frac{L}{K} = 0{,}10$, получаем:

$$\frac{K}{\beta^+} = 1{,}20 \pm 0{,}14.$$

Для разрешенных переходов такой энергии [5, 13]

$$\frac{K}{\beta^+} = \frac{f_k}{f^+} = \frac{1{,}66}{1{,}37} = 1{,}21.$$

Для перехода $2^- \to 2^+$, относящегося к первому запрещению, теоретическое значение K/β^+ может слегка отличаться от указанного. Во всяком случае, мы можем сделать вывод, что отношение K/β^+ для этого перехода является нормальным.

3. Об уровне 1200 keV Ge^{74}

При расчете интенсивности перехода $As^{74} \to 1200$ keV Ge^{74} предполагалось, что испускание γ-линии $h\nu = 1200$ keV — единственный вид разрядки этого уровня. В действительности возможно, что существует также γ-переход с энергией $1200 - 596 = 604$ keV, который не наблюдается, так как замаскирован переходом $h\nu = 596$ keV. Уровень 1200 keV Ge^{74}, вероятно, второй вибрационный. Для второго вибрационного уровня возможны характеристики 0^+, 2^+ и 4^+, но 0^+ отпадает, так как есть γ-переход на уровень 0^+. Рассмотрим оставшиеся две возможности.

Если характеристика этого уровня 2^+, то можно попытаться определить отношение интенсивностей переходов $2^+ \to 2^+$ и $2^+ \to 0^+$ по аналогии с соседними ядрами, так как Шпинель и Делягин показали [14], что это отношение меняется от ядра к ядру довольно плавно. У Zn^{66} и Ge^{72} оно равно 2, у Se^{76} — 1,12. Если принять среднее значение 1,5, то нужно повысить в 2,5 раза долю распадов As^{74} на уровень 1200 keV Ge^{74} (до 0,65 %). Отношение интенсивностей гипотетической линии «604» и наблюдаемой $h\nu = 596$ keV должно равняться 0,39 : 61 % = 1 : 150. При таком соотношении интенсивностей эту линию вряд ли можно обнаружить (даже по γ—γ-«самосовпадениям»).

Если характеристика уровня 1200 keV 4^+, то отношение интенсивностей переходов 604 и 1200 keV должно быть гораздо больше, одночастичные формулы Вайскопфа—Мошковского дают отношение $\sim 2 \cdot 10^7$ и линия

1200 keV практически совсем не была бы видна (как в случае Mg^{24}, Ti^{46}, Ti^{48}, Cr^{52}, Ni^{60}, Ge^{72} и др.).

Таким образом, анализ заставляет отдать предпочтение характеристике 2^+.

β^+-распад As^{76} на такой уровень должен быть типа $2^- \to 2^+$, т. е. запрещенным первого порядка и, кроме того, затрудненным из-за запрета по квантовому числу ν (уровень 1200 keV — двухквантовый колебательный). В аналогичном случае распада $As^{76} \to 1210$ keV Se^{76} получается $\lg ft = 8{,}5$. Нечто похожее получается и в нашем случае:

$$E_{\text{гр}} = 320 \text{ keV}; \quad E_0 = 1{,}625;$$

$$\frac{f_k}{f^+} = 50; \quad \prod = \frac{0{,}65\,\%}{50} = 12 \cdot 10^{-3}\,\%;$$

$$f^+ = \Phi(E_0)\,S(E_0) = 0{,}053 \cdot 0{,}289 = 1{,}5 \cdot 10^{-2} \text{ и } \lg f^+t = 8{,}2.$$

Противоречий, таким образом, не возникает.

4. О жестких γ-лучах в β^--ветви

Второй уровень возбуждения Se^{74} лежит, вероятно, около 1300 keV и принадлежит к типу 2^+. Он может возбуждаться при распаде As^{74}, но вероятность этого очень мала: при $\lg ft = 8{,}8$ и $E_{\text{гр}} = 50$ keV вероятность возбуждения $\sim 10^{-4}\,\%$.

5. Конкуренция β^+- и β^--распадов As^{74}

Распады As^{74} на основные уровни Ge^{74} и Se^{74} должны быть одинаково запрещенными, а произведения $(W_0^2 - 1)\,ft$ — в первом приближении одинаковыми. Во втором приближении это произведение отражает структуру ядра: оно должно быть меньше для того перехода, который приближает ядро к замкнутым оболочкам [15].

В нашем случае при распаде ${}_{33}As_{41}^{74} \to {}_{34}Se_{40}^{74}$ получается ядро с замкнутой подоболочкой «40». Действительно, для этого перехода $(W_0^2 - 1)\,ft$ меньше в 1,65 раза ($0{,}47 \cdot 10^{10}$ и $0{,}78 \cdot 10^{10}$), а ft — в 1,38 раза ($3{,}9 \cdot 10^8$ и $5{,}4 \cdot 10^8$). Такое же соотношение наблюдается для переходов на первые уровни 2^+ Ge^{74} и Se^{74}: ft в первом случае меньше в 5,6 раза.

Авторы приносят благодарность Б. М. Исаеву, И. П. Селинову, Е. Е. Барони, Е. Н. Хопрову и их коллективу за помощь в работе.

Цитированная литература

1. Green M., Kafalas J., J. Chem. Phys., **22**, 760 (1954).
2. Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 127 (1954).
3. Mei J., Mitchell A., Huddleston C., Phys. Rev., **79**, 19 (1950).
4. Johansson S., Couchois J., Siegbahn K., Phys. Rev., **82**, 275 (1951).
5. Джелепов Б., Зырянова Л., Изв. АН СССР, Сер. физ., **20**, 17 4 (1956).
6. Shull F., Feenberg E., Phys. Rev., **75**, 1768 (1949).
7. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
8. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 599 (1954).
9. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Хольнов Ю. В., Щукин Г. Е., Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.— 1958.
10. Sinclair R., Phys. Rev., **99**, 621 (1955).
11. Sinclair R., Phys. Rev., **107**, 1306 (1957).
12. Eichler E., Johnson N., O'Kelley G., Bul. Amer. Phys. Soc., **3**, 62 (1958).
13. Банд И. М., Зырянова Л. Н., Цин Чен-Жуй, Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1387 (1956).
14. Делягин Н. Н., Шпинель В. С., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 373 (1957).
15. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Докл. АН СССР, **106**, 626 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ЛЕБЕДЕВ, А. Н. СИЛАНТЬЕВ и И. А. ЮТЛАНДОВ

γ-СПЕКТР Lu^{171}

При облучении танталовой мишени быстрыми протонами образуются радиоактивные изотопы Lu. О наличии радиоактивных изотопов Lu с периодом полураспада около 8 дней указывается в работах [1—2]. Найденная активность приписывается Lu^{171} или Lu^{172}. В работе [3] у Lu^{171} или Lu^{172} обнаружены γ-линии с энергией ∼180, 730 и 1100 keV. В работе [4] изучался спектр конверсионных электронов изотопа Lu, распадающегося с периодом около 8 дней. Обнаружены электроны конверсии, соответствующие γ-лучам с энергиями 75,8; 90,6 и 181,7 keV. В работе [5] изучался спектр конверсионных электронов Lu, выделенного из Hf, образующегося в результате реакции глубокого отщепления на тантале. Полученный спектр электронов конверсии, соответствующий γ-лучам с энергиями 26,7; 65; 75,8 и 90,6 keV, авторы приписывают Lu^{171}. Наконец, в работе [6] при изучении совпадений между конверсионными электронами, образующимися при распаде Lu^{171}, обнаружены каскады γ-переходов 75,8 и 90,6 keV, 75,6 и 181,7 keV.

Изучаемый в настоящей работе изотоп Lu^{171} получался при облучении танталовой мишени быстрыми протонами. Затем из танталовой мишени были химически выделены редкоземельные элементы. Lu выделялся из редкоземельных элементов хроматографическим методом.

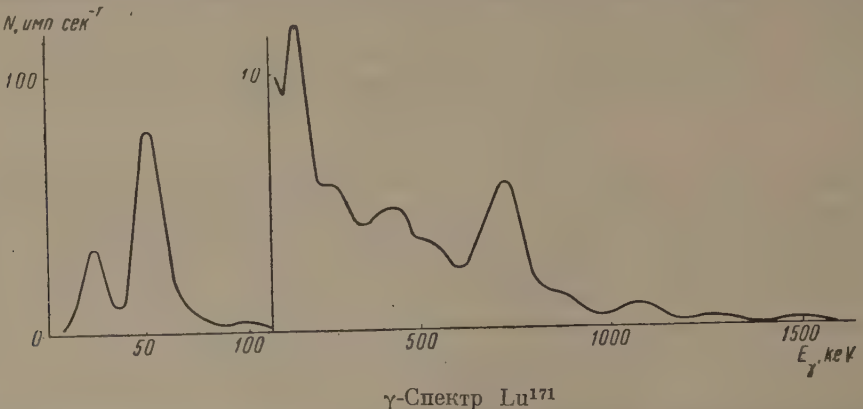
Энергии и относительные интенсивности γ- и *X*-лучей Lu^{171}

Энергия, keV		Относительная интенсивность	
[2, 3]	[4, 5]	Наши данные	
—	26,7	20	30
—	—	52	180
—	65	75	16
—	75,8		
—	90,6	90	2
180	181	180	7
300	—	270	4
480	—	450	9
—	—	550	9
—	—	650 }	100
730	—	730 }	
900	906	860	17
980	964	—	—
1100	—	1050	24
—	—	1250	—
—	—	1500	—

Основная активность в полученном препарате принадлежит $Lu^{169,170}$. Распадаясь, Lu^{169} переходит в Yb^{169}, который в свою очередь с периодом около 30 дней распадается в Tu^{169}. Период полураспада $Lu^{169,170}$— около 2 дней. Чтобы очистить Lu от этих изотопов, его выдерживали около месяца и затем хроматографическим методом очищали от Yb. Полученный таким образом препарат содержал в основном только Lu, распадающийся с периодом около 8 дней. Заметного количества радиоактивного вещества с другим периодом полураспада в препарате не было. γ-Спектр препарата изучался при помощи сцинтилляционного спектрометра. Полученный спектр раскладывался на компоненты по методу, предложенному Мадером [7]. На рисунке изображен полученный спектр; энергии и относительные интенсивности полученных γ-линий приведены в таблице. γ-Линии с энергиями 1250 и 1500 keV находятся в области малой чувствительности прибора, поэтому их относительные интенсивности оценить не удалось.

Линии с энергиями 450 и 550 keV лежат в области комптоновского хвоста от сильных γ-линий с энергиями 650 и 730 keV; поэтому энергии и относительные интенсивности линий 450 и 550 keV приведены прибли-

женно. γ-Линия с энергией 75 keV находится на спаде сильной линии характеристического излучения. Чтобы оценить относительную интенсивность этой линии, спектр снимался через медный фильтр толщиной 1, 2 г см$^{-2}$; при этом относительные интенсивности этих линий становились сравнимыми, что позволило разложить суммарную линию на компоненты.



γ-Спектр Lu^{171}

При измерении мягких γ-лучей при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра на выходе получаются два пика: основной пик соответствует энергии падающих γ-лучей; побочный пик смещен относительно основного в сторону малых энергий. Пик от γ-линии с энергией 20 keV накладывается на побочный пик рентгеновского излучения с энергией 52 keV. Чтобы разделить эти пики, изучался спектр γ-лучей, прошедших через медный фильтр толщиной 0,4 г см$^{-2}$. Такой фильтр полностью поглощает γ-лучи с энергией 20 keV и лишь частично рентгеновское излучение с энергией 52 keV.

В работах [4, 5] γ-переходами с энергией 75,8 ;90,6 и 181,7 keV приписаны соответственности, мультипольности $E2$, $E2$, и смесь $M1 + E2$, или $E2 + M3$. Если взять значения коэффициентов внутренней конверсии из таблиц работ [8, 9] и относительные интенсивности электронов конверсии по [4], то можно определить относительные интенсивности соответствующих γ-лучей. Оказывается, что относительные интенсивности γ-лучей 65+75,8; 90,6 и 181,7 keV, рассчитанные из работ [4, 5] и полученные нами, хорошо согласуются.

Авторы благодарны Г. В. Горшкову, в лаборатории которого была проведена настоящая работа, за постоянный интерес к работе и ценные замечания и А. Н. Мурину за предоставление препарата Lu.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Nevirk W., Seaborg G., Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
2. Городинский Г., Мурин А., Покровский В., Преображенский Б., Титов Н., Докл. АН СССР, **112**, 405 (1957).
3. Городинский Г., Мурин А., Покровский В., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
4. Бобров Ю., Громов К., Джелепов Б., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 940 (1957).
5. Громов К., Джелепов Б., Дмитриев А., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1573 (1957).
6. Джелепов Б., Преображенский Б., Сергиенко В., Программа и тезисы докладов VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 32.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
7. Maeder D., Müller R., Wintersteiger V., Helv. phys. acta, **27**, 3 (1954).
8. Слив Л., Банд И., Таблица коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
9. Драницына Г., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I -L_{II}- и L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ, И. Ф. УЧЕВАТКИН
и С. А. ШЕСТОПАЛОВА

НОВЫЕ ДАННЫЕ ОБ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ γ-ЛИНИЙ Ra НАХОДЯЩЕГОСЯ В РАВНОВЕСИИ С ПРОДУКТАМИ РАСПАДА

Введение

Исследования показывают, что γ-спектр радия C чрезвычайно сложен. Известными ранее и достаточно отчетливо видимыми в γ-спектре новыми γ-линиями не удается объяснить всего расположения экспериментальных точек. При разложении спектра на компоненты выявилось существование ряда новых малоинтенсивных линий [1].

С целью проверки и уточнения данных [1] об относительных интенсивностях в спектре γ-лучей радия C были вновь произведены исследования этого спектра на элотроне Радиевого института [2]. Прибор был переведен в режим раздельного вакуума: камера находилась под непрерывной откачкой, счетчики были наполнены смесью аргона (60 %) и метана (40 %) при общем давлении 100 мм рт. ст. Это позволило понизить фон и существенно улучшить разрешающую способность прибора. В этих условиях ширина комптоновской линии на половине ее высоты составляет 3,0 % в районе 400 и 1,5 % в районе 1500 keV и выше.

Источником γ-лучей служили 2 г радия в виде соли $RaBr_2$. Форма источника — такая же, как в работе [1].

Результаты

Экспериментальный спектр приведен на рис. 1. Черными точками изображен фон — число совпадений при выведенной из пучка мишени. Экспериментальные точки фона расположены так, что их с успехом можно заменить двумя наклонными прямыми, проведенными по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. После вычитания фона кривая разлагалась на компоненты стандартной формы.

Форма линий получена по измерениям одиночных линий 411,8 keV Au^{198}, 661,6 keV Cs^{137}, 1171,5 и 1331,6 keV Co^{60}, 1367,9 и 2753,5 keV Na^{24} и 2614,3 keV ThC″.

Разложение проводилось так же, как и раньше [1], а именно, наиболее интенсивные линии: 352,0; 609,3; 768,7; 934,8; 1120,4; 1378,2; 1509,3; 1764,4 и 2204,2 keV — служили градуировочными по энергии. Значения энергий брались из работы Младженовича и Слетиса [3] по измерениям спектров конверсионных электронов. Для слабых линий, если их положение хорошо совпадало с указанным в [3], мы придерживались этого значения, как наиболее точного. Если такого совпадения не было, то энергия определялась по нашей градуировочной кривой. Интенсивность компонентов подбиралась так, чтобы наилучшим образом объяснить расположение экспериментальных точек.

Результаты разложения иллюстрируются рисунками 2—4. На рис. 2 изображен участок спектра от ∼ 150 до 630 keV. Участок спектра до линии

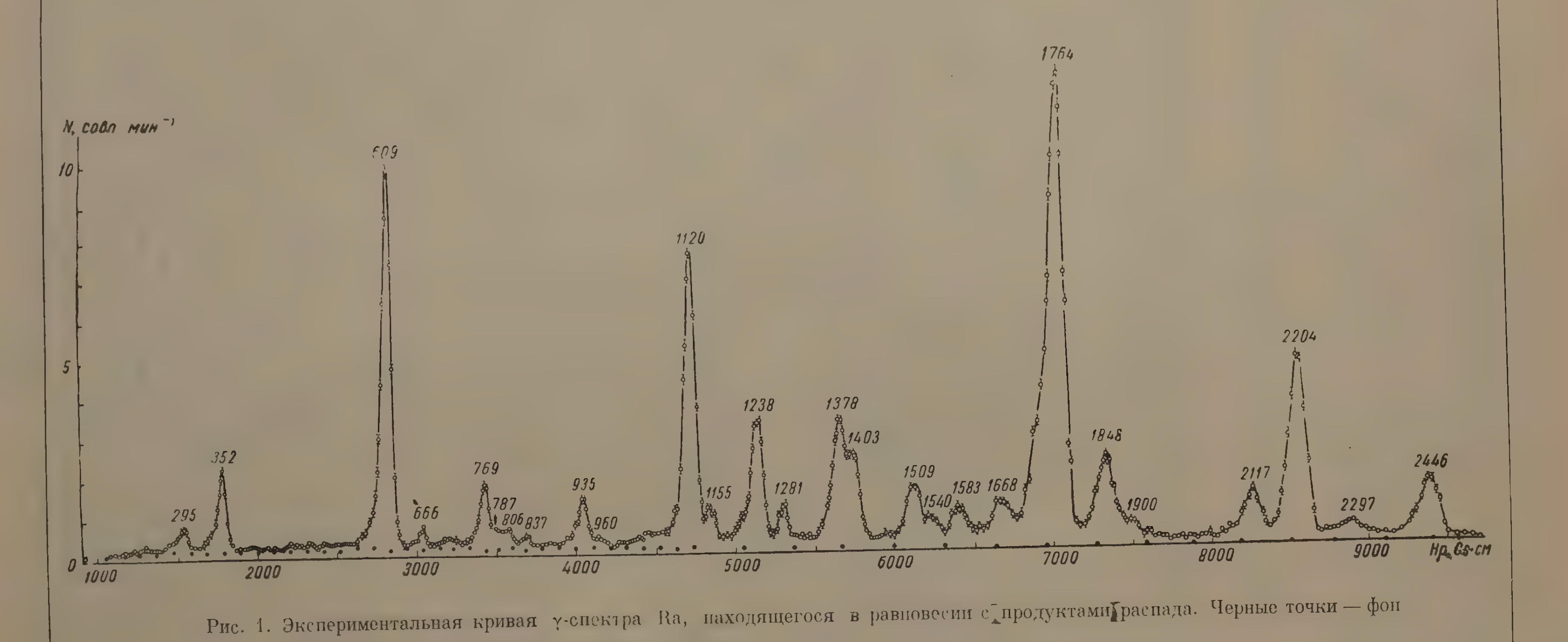


Рис. 1. Экспериментальная кривая γ-спектра Ra, находящегося в равновесии с продуктами распада. Черные точки — фон

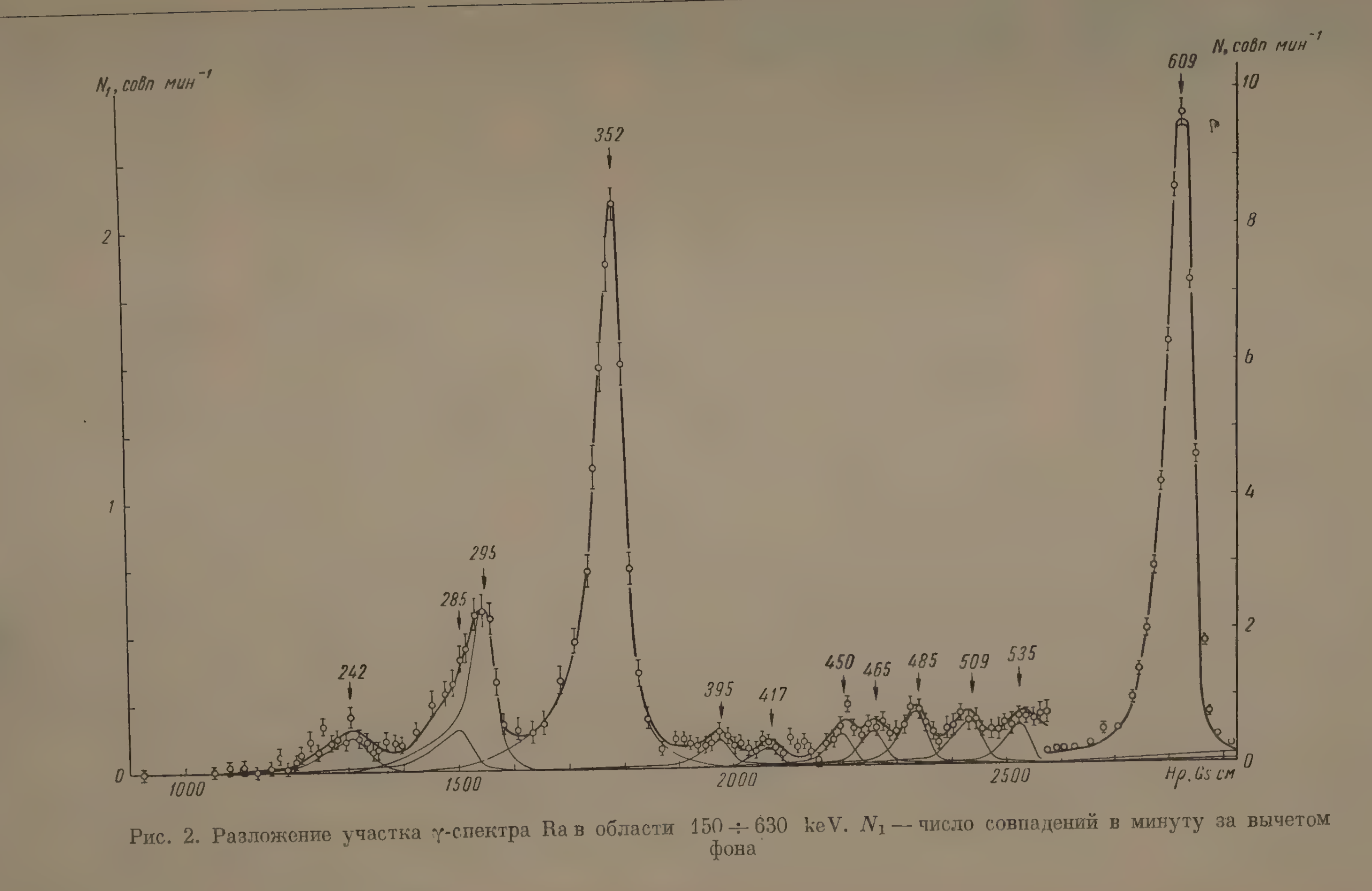


Рис. 2. Разложение участка γ-спектра Ra в области 150 ÷ 630 keV. N_1 — число совпадений в минуту за вычетом фона

609 keV по электронам отдачи изучался впервые. Кроме хорошо известных линий радия B—241,9, 295,2 и 352,0 keV, на нем отчетливо проявляется избыток электронов отдачи возле линии 295,5 keV. Разложение показывает, что избыток имеет максимум около 285 keV. В работе [3] среди неидентифицированных линий есть линии № 43—46, 59, 60, 62. Если их идентифицировать как *K*- и *L*-конверсионные электроны RaC, то для энергий γ-линий получаем значения: 273,2; 273,9; 277,6 и 281,5 keV. Вероятно, эти линии в совокупности и создают наш избыток.

Из рис. 2 видно, что между интенсивными линиями 352 и 609 keV имеется ряд близко расположенных менее интенсивных γ-линий. Некоторые из них, по-видимому, можно найти среди неидентифицированных в [3] линий это линии: № 68, 70, 77, 78 и 79. Если их идентифицировать как *K*-конверсионные электроны радия C, то для энергий γ-линий получаются значения: 386,8; 388,9; 466,7; 471,2 и 484,6 keV; некоторые из них совпадают с найденными нами и указанными на рис. 2.

На рис. 3 представлен участок спектра от 630 до 1810 keV. В работе [1] была сделана попытка объяснить избыток электронов отдачи между линиями 609,3 и 768,7 keV наличием линий 652,4; 660,9 и 703,2 keV и было указано на наличие избытка в районе 720 keV. На рис. 3 в этом районе отчетливо видна линия 666±7 keV и проявляются линии 703,2 и 721±7 keV. Линии 652,4 keV мы не обнаружили. После проведения указанных выше линий обнаруживается небольшой избыток электронов отдачи в районе 740 keV. Возле линии 768,7 keV со стороны больших энергий имеются три линии: 787,1; 806,3 и 837±8 keV. В работе [1] в этой области наблюдался избыток, который был приписан линиям 787,1; 806,3 и 821,3 keV на основании идентификации линий, найденных Младженовичем и Слетисом. Наша новая кривая подтверждает существование первых двух линий, но третья явно имеет бóльшую энергию.

В районах 840÷890 и 960÷1040 keV в работе [1] указывалось на наличие избытка электронов отдачи. Мы обнаружили в этих районах новые γ-линии с энергиями 885±10, 960±5 и 1050±10 keV.

На рис. 3 отчетливо проявляется линия с энергией 1541±5 keV, которая не обнаружена до сих пор по конверсионным электронам [3].

Заметного уширения линии 1764,4 keV, а следовательно, и наличия линий 1783,8 и 1790,7 keV мы не обнаружили [1].

На рис. 4 представлен участок спектра от 1780 до 2530 keV. Пик в районе хорошо известной линии 1848,5 keV отличается по форме от стандартной линии: он несколько шире и имеет более пологий спад со стороны больших энергий. После проведения максимально возможной по интенсивности линии 1848,5 keV был обнаружен избыток электронов с максимумом в районе 1860 keV. Мы считаем, что этот избыток можно объяснить наличием линии 1862,3 keV [1]. Существование γ-линии с энергией 1900 keV [1] подтвердилось. В районе 2016,7 и 2090 keV имеется избыток электронов отдачи; по интенсивности он приблизительно в три раза меньше, чем указывалось в работе [1].

Линия 2446±10 keV оказалась несколько более широкой, чем это следует из стандартной формы. Избыток со стороны малых энергий после проведения максимально возможной линии 2446 keV имеет максимум в районе 2410 keV, по интенсивности приблизительно в 10 раз меньший, чем площадь линии 2446 keV.

В работе Резерфорда и др. [4] был обнаружен уровень возбуждения RaC′ 2513±5 keV; можно было ожидать появления γ-линии 2513 keV. На рис. 4 положение линии 2513 keV отмечено стрелкой. Если эта линия и существует, то ее интенсивность меньше, чем $4 \cdot 10^{-4}$ кванта на распад.

Для нахождения относительных интенсивностей определялась площадь каждого компонента, приведенная к равным интервалам $H\rho$. Затем в площадь вносились поправки на эффективность счетчиков к электронам разной энергии, на самопоглощение в источнике, на поглощение в стенке

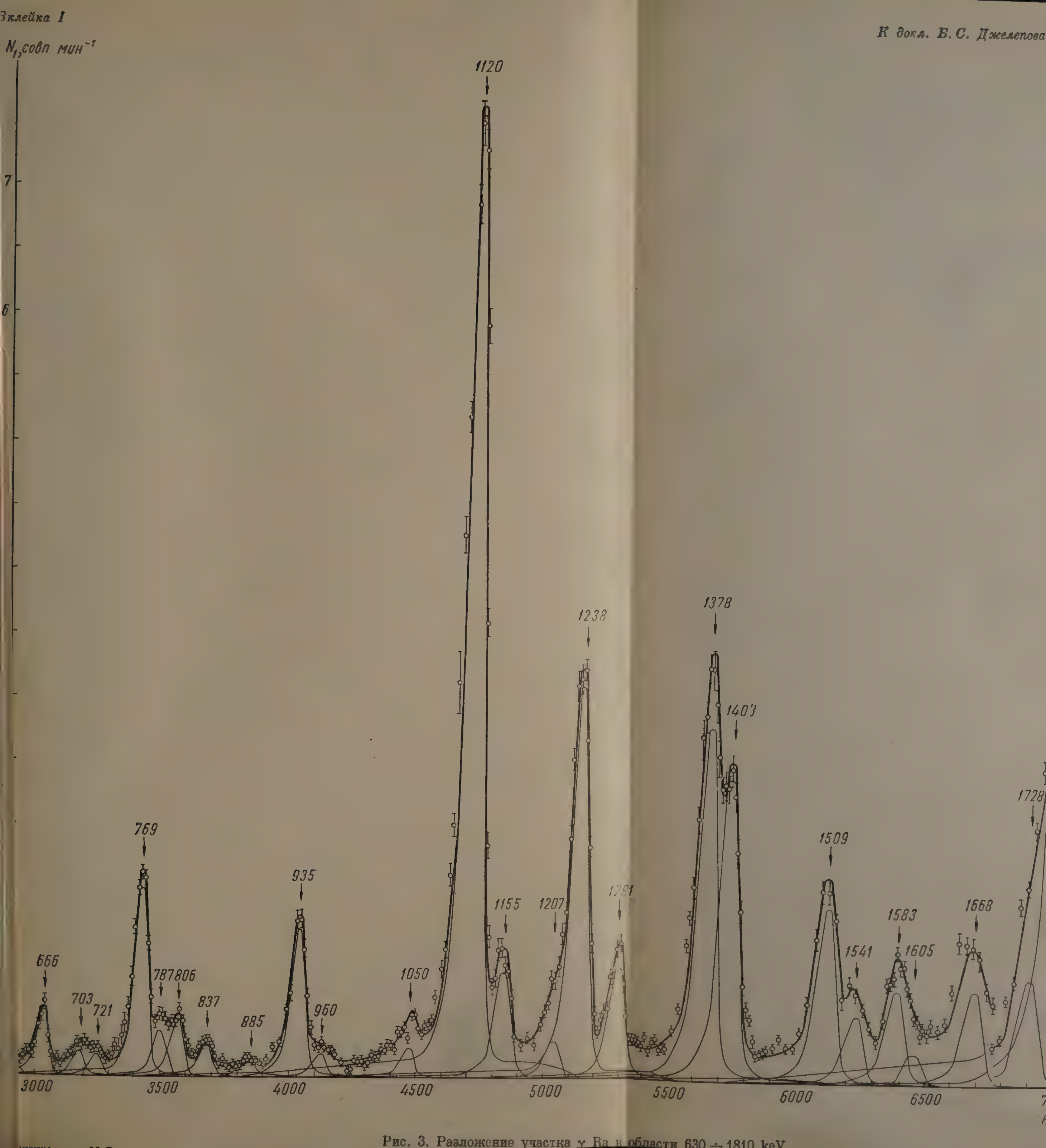


Рис. 3. Разложение участка γ Ra в области 630 ÷ 1810 keV

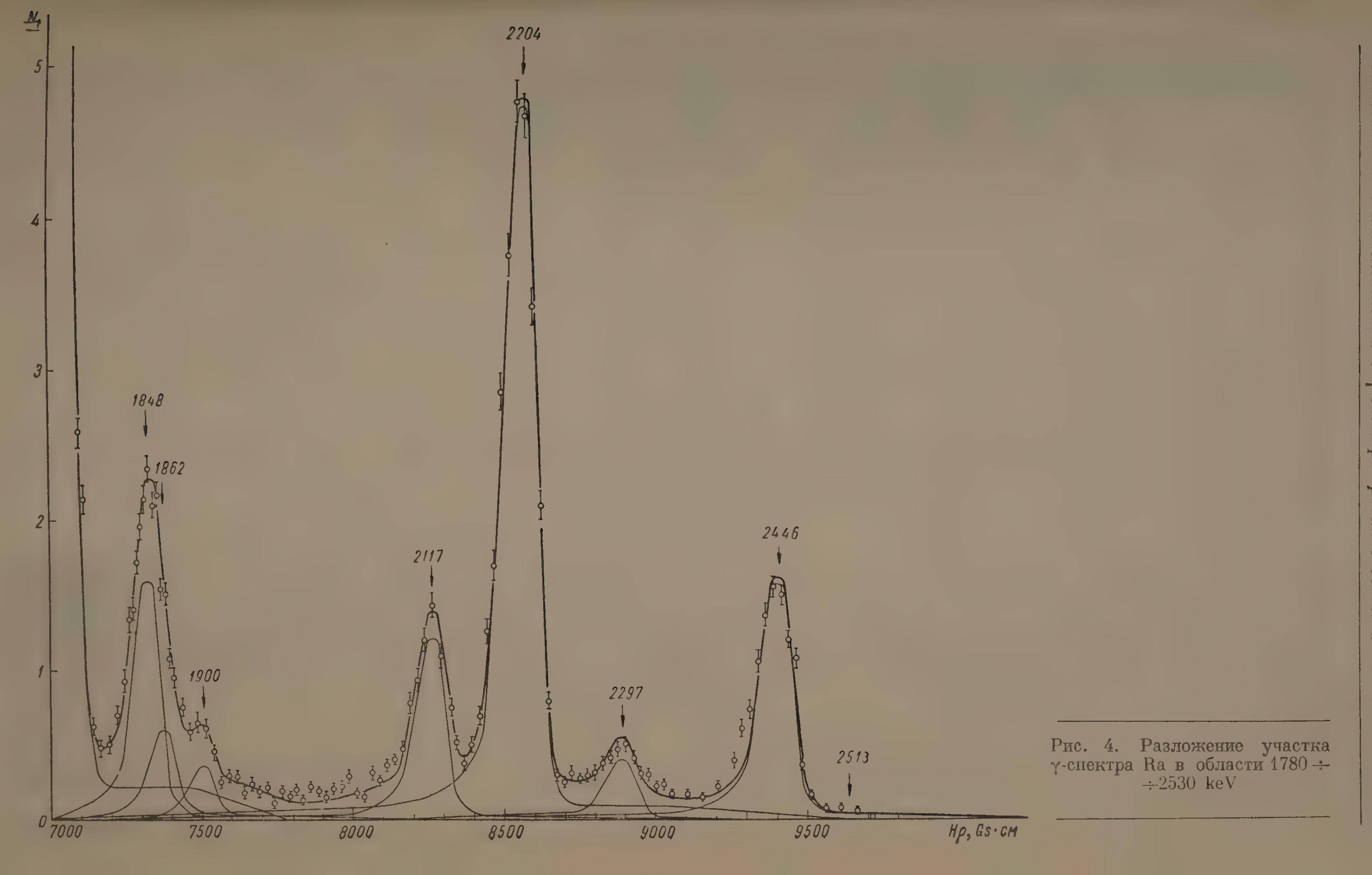


Рис. 4. Разложение участка γ-спектра Ra в области 1780 ÷ ÷ 2530 keV

Энергии и относительные интенсивности γ-линий в спектре радия, находящегося в равновесии с продуктами распада в области 200—2500 keV

№ линии	E_γ, keV [3]	Относительная интенсивность		E_γ, keV
		Джелепов и Шестопалова [1]	наши данные	
1*	239,6	—		
2	241,9	—	2,0	242
3	258,8	—		
4*	273,2	—		
5*	273,9	—	1,0	285±10
6*	277,6	—		
7*	281,5	—		
8	295,2	—	3,6	295
9*	304,0	—		
10*	348,5	—	7,18	352
11	352,0	—		
12*	386,8	—	~0,24	~395
13*	388,9	—		
14	—	—	~0,15	~417
15	—	—	~0,19	450±10
16*	466,7	—	~0,19	465±10
17*	471,2	—		
18*	484,6	—	0,29	485±5
19	—	—	0,24	509±5
20	—	—	0,17	535±10
21	609,3	8,21	8,96	609
22*	652,4	0,50	—	—
23*	660,9		0,43	666±7
24*	703,2	0,28	0,15	703
25	—	—	0,13	721±7
26	—	—	~0,07	~740 (избыток)
27	768,7	1,05	1,01	769
28*	787,1	0,25	0,23	787
29*	806,3	0,34	0,29	806
30*	821,3	0,15	0,17	837±8
31	—	—	0,07	885±10
32	934,8	0,74	0,62	935
33	—	—	0,09	960±5
34	—	—	0,10	1050±10
35	1120,4	2,95	3,16	1120
36	1155,3	0,45	0,34	1155
37*	1207,1	0,33	0,11	1207
38	1238,3	1,14	1,15	1238
39	1281,3	0,33	0,32	1281
40	1378,2	0,89	0,91	1378
41*	1385,3			
42*	1391,1			
43*	1396,5	0,88	0,77	1403±7
44*	1401,7			
45*	1408,0			
46*	1438,0			
47	1509,3	0,54	0,42	1509
48	—	—	0,16	1541±5
49*	1582,9	0,22	0,21	1583
50*	1605,2	0,07	0,07	1605
51*	1668,4	0,10	0,20	1668
52	1728,3	0,34	0,45	1728
53	1764,4	2,73	3,11	1764
54*	1783,8	0,58	—	—
55*	1790,7	0,16	—	—
56	1848,5	0,25	0,39	1848
57*	1862,3	0,29	0,15	1862
58**	1900	0,17	0,08	1900±10
59	2016,7	0,06	~0,02	2017 (избыток)
60**	2085	0,08	~0,02	2090 (избыток)
61	2117,0	0,27	0,26	2117
62	2204,2	1	1	2204
63**	2290	0,07	0,08	2297±10
64	—	—	~0,03	2410 (избыток)
65**	2450	0,36	0,30	2446±10

прибора и на спектральную чувствительность прибора. Принималось, что интенсивности линий пропорциональны этим площадям.

Результаты измерений приведены в таблице. В графе 2 даны энергии линий, полученные в работе [3]. Линии, помеченные звездочкой, найдены в неидентифицированных конверсионных линиях в работе [3] и идентифицированы нами как конверсионные *K*-(а в некоторых случаях и *L*-) электроны RaC. Энергии линий, помеченные двумя звездочками, определены в работе [1].

Приведенные в графе 3 относительные интенсивности несколько уточнены по сравнению с табличными данными работы [1]: линия 609,3 keV проведена теперь по стандартной форме с наблюдаемой полушириной (ранее форма линии была основана на плавной зависимости полуширины от энергии); небольшие изменения в других линиях связаны с уточнением разложения.

Из таблицы видно, что совпадение результатов довольно хорошее: интенсивности сильных одиночных линий совпадают в пределах 7—10 %.

В измерениях принимали участие студенты-дипломанты Ф. А. Предовский (ЛПИ) и Н. А. Воинова (ЛГУ); мы пользуемся случаем, чтобы выразить им благодарность.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии им. Д. И. Менделеева
Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б., Шестопалова С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 990 (1957). Джелепов Б., Шестопалова С., Nuovo Cim., 3, Suppl., 1, 54 (1956).
2. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Щукин Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 966 (1957).
3. Mladjenovic M., Slätis H., Arkiv för Fys., 8, 65 (1954).
4. Rhutherford E., Lewis W., Bowden B., Proc. Roy. Soc. A, 142, 347 (1933); Rhutherford E., Wynn-Williams C., Lewis W., Bowden B., Proc. Roy. Soc. A, 139, 167 (1933); Briggs G., Rev. Mod. Phys., 26, 1 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. А. ХОЛЬНОВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЕЛ γ-КВАНТОВ НА РАСПАД La^{140}

Методика экспериментального определения чисел γ-квантов на распад, о которой говорится в настоящей работе, основана на калориметрических измерениях количеств тепла, выделяемых при поглощении β- и γ-лучей, испускаемых исследуемым изотопом. Она состоит в следующем [1].

Допустим, что у изотопа, который мы исследуем, энергии всех γ-линий $h\nu_1, h\nu_2 \ldots h\nu_n$ и их относительные интенсивности $\alpha_1, \alpha_2 \ldots \alpha_n$ известны из спектроскопических данных. Относительные интенсивности γ-линий суть числа γ-квантов на распад η_i, поделенные на число γ-квантов на распад одной из линий, относительная интенсивность которой принята за единицу, т. е.

$$\alpha_1 = \frac{\eta_1}{\eta_c}, \ \alpha_2 = \frac{\eta_2}{\eta_c} \ldots \alpha_c = 1 = \frac{\eta_c}{\eta_c} \ldots \alpha_n = \frac{\eta_n}{\eta_c}. \quad (1)$$

Измеренное калориметром количество тепла Q_γ, которое выделяет изучаемый изотоп в секунду в форме β- и γ-лучей, связано с энергией γ-линий и числами γ-квантов на распад следующим соотношением:

$$Q_\gamma = N_0 \Big(\sum_i h\nu_i \eta_i p_i + \overline{E}_\beta\Big), \quad (2)$$

где N_0 — число распадов в 1 сек, $\overline{E}_\beta$ — средняя энергия β-спектра, p_i — коэффициент, учитывающий поглощение γ-лучей в γ-калориметре (при полном поглощении γ-квантов p_i равнялось бы единице).

Так как числа γ-квантов на распад обычно неизвестны, то их можно выразить через относительные интенсивности, используя формулы (1). Тогда последнее соотношение примет вид:

$$Q_\gamma = N_0 \Big(\eta_c \sum_i h\nu_i \alpha_i p_i + \overline{E}_\beta\Big). \quad (3)$$

В этом соотношении неизвестны две величины: N_0 — активность препарата и η_c — число γ-квантов на распад для той γ-линии, относительная интенсивность которой принята за единицу. Но N_0 можно получить, измерив при помощи β-калориметра энергию, выделяемую этим же препаратом в форме кинетической энергии β-частиц. Таким образом, мы получаем второе уравнение:

$$Q_\beta = N_0 (\overline{E}_\beta + \Delta E_\gamma). \quad (4)$$

Здесь ΔE_γ — поправка, учитывающая поглощение γ-лучей в тонких стенках β-калориметра.

Решение этих двух уравнений позволяет сразу найти число γ-квантов на распад для линии, относительная интенсивность которой принята за единицу. Числа γ-квантов на распад для всех остальных линий можно найти из соотношений (1).

Такой метод определения чисел γ-квантов на распад был применен нами для изучения La^{140}. В своих измерениях мы использовали энергии и относительные интенсивности γ-линий, полученные на ритроне Приходцевой и Хольновым [2]. Для вычисления средней энергии β-частиц мы воспользовались β-спектром La^{140}, полученным на кэтроне ЛГУ [3]. Найденное значение средней энергии β-спектра оказалось равным 445 keV.

Измерив на калориметрах ВНИИМ [4] количество тепла, которое выделяет препарат La^{140}в форме β- и γ-излучений, и использовав указанные спектроскопические характеристики, мы нашли, что число γ-квантов на распад для самой интенсивной γ-линии с энергией 1597 keV, относительная интенсивность которой принята в [2] за единицу, равно 0,95. Используя имеющиеся относительные интенсивности и эту цифру, мы определили числа γ-квантов на распад всех остальных γ-линий. Они приведены в третьей графе таблицы.

Относительные интенсивности и числа γ-квантов на распад γ-излучения La^{140}

Энергии γ-линий, keV [2]	Относительные интенсивности [2]	Числа γ-квантов на распад (наши данные)
323	0,21	0,20
400	0,03	0,028
491	0,42	0,40
748	0,034	0,432
815	0,196	0,186
868	0,053	0,050
923	0,096	0,091
1597	1,00	0,95
2343	0,0078	0,0074
2515	0,03	0,035
2890	0,0008	0,0008

Полученные данные были использованы для подсчета полной энергии, приходящейся на один акт распада. Взяв произведение энергии на числа соответствующих γ-квантов на распад и просуммировав по всем γ-линиям, мы нашли энергию, которая выделяется в одном акте распада в форме γ-лучей. Она получилась равной 2200 keV.

Аналогичную величину для β-излучения мы определили, воспользовавшись приведенным в работе Пикока и др. [5] разложением β-спектра La^{140} на компоненты. Зная относительные интенсивности β-компонент и их граничные энергии, мы подсчитали, что полная энергия β-частиц в среднем на один акт распада равна 1310 keV. Отсюда полная энергия распада получается равной 3510 keV, т. е. примерно на 300 keV меньше той, которая следует из имеющихся схем распада.

Это заставляет предположить, что использованные нами относительные интенсивности β-компонент в работе [5] даны неточно. Мягкие β-компоненты, по-видимому, менее интенсивны.

Это обстоятельство, однако, не отражается на точности определения чисел γ-квантов на распад, так как нам не было необходимости пользоваться каким бы то ни было разложением β-спектра на компоненты.

Автор выражает благодарность Л. П. Тимофеевой, принимавшей участие в ряде измерений, а также в вычислительной работе.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
метрологии им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

1. Аглинцев К. К., Хольнова Е. А., Докл. АН СССР, 98, 357 (1954)
2. Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 2 (1958
3. Джелепов Б. С., Башилов А. А., Новосильцева Н. Д., Червинская Л. С., Изв. АН СССР, Сер физ., 22, 2 (1958.)
4. Аглинцев К. К., Караваев Ф. М., Константинов А. А., Остромухова Г. П., Хольнова Е. А., Атомная энергия, 2, 55 (1956).
5. Peakok C., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., 94, 372 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

О. И. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. КУЗНЕЦОВ, Н. С. ШИМАНСКАЯ
и И. А. ЮТЛАНДОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ L/K ДЛЯ Dy^{159} и Er^{165} И ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ПЕРЕХОДОВ $Dy^{159} \to Tb^{159}$ и $Er^{165} \to Ho^{165}$

Введение

Энергия распада ε_0 радиоактивных изотопов, претерпевающих электронный захват, может определяться различными способами.

1. При наличии конкурирующего β^+ распада величина ε_0, которая в этом случае больше 1 MeV, может быть получена из данных о граничной энергии позитронного спектра и, в случае переходов на возбужденные уровни, данных об энергии соответствующих γ-лучей. При использовании этого метода нужно располагать определенными сведениями о схеме распада изотопа.

2. Энергия распада ε_0 изотопа с массовым числом A и атомным номером Z, распадающегося путем K-захвата, может быть определена на основании экспериментально найденного значения порога реакции (pn), идущей на изотопе с тем же массовым числом A и атомным номером Z—1.

3. Энергия перехода для любого типа радиоактивных превращений может в ряде случаев определяться на основании энергетических соотношений в так называемых «замкнутых циклах». При таких вычислениях используются значения энергии радиоактивных излучений (α, β, γ) изотопов, образующих цикл, а иногда, как, например, в случае K^{40}, масс-спектрометрические данные.

Этот метод удалось использовать для оценки энергии распада ряда K-захватных изотопов, главным образом изотопов конца периодической системы.

4. Граница спектра внутреннего тормозного излучения, сопровождающего электронный захват, также непосредственно дает значение энергии ε_0 соответствующего перехода. Этот метод сравнительно легко использовать в случае так называемого «чистого» K-захвата, когда распад идет непосредственно на основной уровень конечного ядра и, следовательно, отсутствует γ-излучение. Если же схема распада более сложна и имеют место переходы на различные возбужденные уровни ядра—продукта, то метод применим только в редких случаях, когда энергия перехода на возбужденный уровень значительно превосходит энергию этого уровня (Cr^{51} [1], Sb^{119} [2]).

5. И, наконец, имеется еще один специфический для электронного захвата способ определения энергии перехода по отношению L/K числа L-захватов к числу K-захватов. Известно, что при распаде радиоактивного изотопа путем электронного захвата наряду с захватом ядром электронов с K-оболочки всегда существует конечная вероятность захвата электронов и с L-($L_{\rm I}$-, $L_{\rm II}$-, $L_{\rm III}$-)-оболочек. Впервые экспериментально доказали существование L-захвата Понтекорво, Ханна и Кирквуд [3] в 1949 г. на примере Ar^{37}, хотя предсказано это явление было значительно раньше Маршаком [4]. Маршак, который разработал основные положения теории K-захвата, установил, что относительная вероятность L-захвата растет

с увеличением атомного номера Z распадающегося ядра и уменьшением энергии перехода ε_0. Для разрешенных переходов отношение вероятностей L- и K-захвата определяется следующим выражением:

$$\frac{L}{K} = \left(\frac{g_{L_I}^2}{g_K^2}\right)\left(1 + \frac{f_{L_{II}}^2}{g_{L_I}^2}\right)\left(\frac{\varepsilon_0 + E_L}{\varepsilon_0 + E_K}\right)^2, \quad (1)$$

где первый множитель $(g_{L_I}^2/g_K^2)$ дает отношение плотностей электронов L_I- и K-оболочек на поверхности ядра.

Величина этого отношения и его изменение в зависимости от Z были вычислены Роузом и Джексоном [5], в работе которых приведена соответствующая кривая, воспроизведенная нами на рис. 1. Вычисления Роуза и Джексона были проведены при помощи волновых функций самосогласованного поля Хартри в случае легких элементов ($Z<30$; кривая *2* рис. 1) и релятивистских волновых функций Рейтца для средних и тяжелых элементов ($Z>20$; кривая *1* рис. 1).

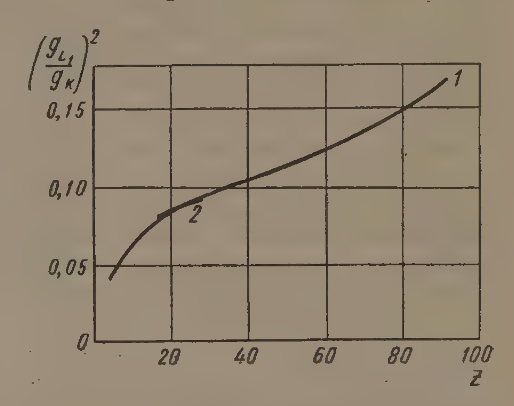


Рис. 1. Отношение плотностей электронов L_I- и K-оболочек на поверхности ядра: *1* — релятивистские волновые функции для статистического атома Томаса — Ферми — Дирака, *2* — волновые функции самосогласованного поля Хартри

В последнее время расчеты Роуза и Джексона были уточнены Зыряновой, Банд и Сусловым [6], в вычислениях которых учитывались конечные размеры ядра и присутствие орбитальных электронов. Использованные в этих расчетах волновые функции находились методом численного интегрирования уравнения Дирака. Полученные результаты очень близки по всей области изменения Z к результатам Роуза и Джексона.

Второй множитель в выражении (1) учитывает вероятность захвата электронов с оболочки L_{II}, которая даже для области тяжелых ядер в случае разрешенных переходов не превышает нескольких процентов. Маршак дает для отношения плотностей электронов L_{II}- и L_I-оболочек на расстоянии радиуса ядра приближенное выражение

$$\left(\frac{f_{L_{II}}}{g_{L_I}}\right)^2 = \frac{3}{16}\left(\frac{Z - 4{,}15}{137{,}3}\right)^2. \quad (2)$$

Более точные расчеты этого отношения, произведенные в [6], указали на некоторое занижение при расчетах по формуле (2) отношения L_{II}/L_I для больших Z. Так, для Dy доля L_{II}-захватов составляет 4,5 %, а не 3,7 %, как это следует из формулы (2).

Третий «энергетический множитель» $\left(\frac{\varepsilon_0 + E_L}{\varepsilon_0 + E_K}\right)^2$ определяется энергией перехода ε_0 и величинами энергии связи E электрона на L- и K-оболочках, которые известны с большой степенью точности.

Из выражения (1) и следует возможность вычисления для разрешенных переходов энергии распада ε_0 на основании экспериментально определенного отношения L/K.

В случае запрещенных переходов (за исключением переходов первого запрещения, при которых происходит изменение четности волновой функции, а спин либо не меняется, либо изменяется на единицу), нельзя непосредственно пользоваться выражением (1) для определения энергии перехода. Теория захвата орбитальных электронов для запрещенных

переходов разработана слабо. В выражении для вероятности подобных переходов в большинстве случаев не удается выделить в виде одного множителя неизвестную величину матричного элемента, определяемую волновыми функциями ядра. Кроме того, так как запрещенный захват может происходить со всех трех L-подоболочек, следует учитывать вероятность L_{III}-захвата, что также представляет большие трудности. В обзорной статье Робинсона и Финка [7] приводятся результаты неопубликованной работы Бриска и Роуза [8], в которой авторы вычисляли относительные вероятности захвата электронов со всех подоболочек для четырех случаев запрещенных переходов, характеризуемых изменением четности и изменением углового момента I на две единицы. Полученные для K^{40}, Ca^{41}, Ni^{59} и Tl^{204} значения L/K указывают на значительное увеличение этого отношения в случае запрещенных переходов этого типа.

Метод «отношения L/K» использовался для определения энергии распада многими авторами. Этим способом были найдены энергии распада K^{40} [9], Cd^{109} [10], J^{125} [11], Ta^{179} [12], W^{181} [13], Os^{185} [14], Au^{195} [15] и ряда других изотопов. К сожалению, только в некоторых случаях удалось провести сравнение значения энергии распада, найденного методом L/K, со значением ε_0, определенным с достаточной достоверностью другими способами. Обнаруженное для изотопов K^{40} [9], Kr^{79} [16], Pd^{103} [17] заметное расхождение между величинами ε_0 можно объяснить, с одной стороны, неточностями теоретических вычислений L/K для случая запрещенных переходов *, а с другой — ошибками самих экспериментальных определений отношения L/K, особенно трудно устранимых в случае сложных схем распада. Последняя причина является, по-видимому, главной.

Действительно, экспериментальное определение отношения L/K связано с известными трудностями, определяемыми, во-первых, мягкостью регистрируемого излучения, а во-вторых, неточностью знания некоторых констант, характеризующих процесс перестройки электронной оболочки атома при электронном захвате, в первую очередь выходов L-флуоресценции.

Очевидно, что в наиболее простом случае, когда электронный захват в ядре Z происходит на основной уровень ядра $Z-1$, для определения числа L- и K-захватов можно измерять интенсивность рентгеновского L- и K-излучения I_L и I_K.

Отношение L/K определяется тогда из равенства

$$L/K = \frac{I_L}{I_K} \cdot \frac{\omega_K}{\bar{\omega}_L} - n_{KL}, \tag{3}$$

где ω_K и $\bar{\omega}_L$ — выходы флуоресценции с K- и L-оболочек, а n_{KL} — число вакансий в L-оболочке, которое возникает при заполнении свободных вакансий в K-оболочке.

Если же электронный захват происходит на возбужденные уровни конечного ядра и сопровождается γ-излучением, то при вычислении L/K следует учитывать рентгеновское L- и K-излучение, сопутствующее процессу конверсии γ-лучей. Это особенно затруднительно в случае интенсивного и сильно конвертирующего γ-излучения. В ряде случаев методика совпадений [19] и работа с расположенным внутри детектора источником позволяет произвести определение L/K.

Кроме того, следует иметь в виду, что методом «отношения L/K» можно пользоваться для определения энергии перехода только в весьма ограниченной области относительно малых величин ε_0. Действительно, из формулы (1) следует, что при больших значениях энергии перехода энергетический мно-

* Недавно Доде и Одио [18] было показано, что при теоретической оценке отношения L/K нужно учитывать корреляцию в положении электронов атомной оболочки. Этот эффект, которым для большинства K-захватчиков можно пренебречь, может играть большую роль для легких элементов ($Z<30$). Так, например, в случае Be^7 ($Z=4$) он обусловливает увеличение отношения L/K по сравнению с вычисленным по формуле Маршака в три раза, в случае A^{37} ($Z=18$) — на 25 %.

житель $\left(\frac{\varepsilon_0 + E_L}{\varepsilon_0 + E_K}\right)$ становится близким единице, а величина отношения L/K — постоянной для данного изотопа, независимо от энергии распада. На рис. 2 приведена рассчитанная нами по формуле Маршака кривая зависимости L/K от энергии перехода ε_0 для диспрозия ($Z=66$). Из этой кривой видно, что только при энергиях перехода меньших 200 keV возможно практически использовать экспериментально найденное отношение L/K для определения энергии соответствующего перехода. При бо́льших энергиях даже незначительные погрешности в определении этого отношения обусловливают большие погрешности в значениях ε_0*.

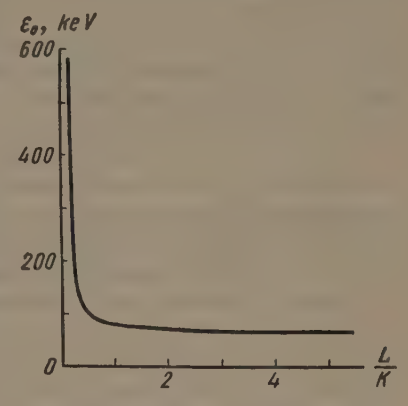


Рис. 2. Зависимость энергии перехода ε_0 от L/K для изотопов Dy ($Z = 66$)

Наоборот, при малых энергиях, близких к энергиям связи электрона на K-оболочке данного изотопа, отношение L/K, естественно, сильно зависит от энергии перехода, и даже на основании определенного с большой погрешностью отношения L/K значение энергии перехода определяется с большой степенью точности.

Итак, на основании всего вышесказанного можно считать, что метод отношения L/K перспективен и удобен в использовании для определения малых энергий переходов (<200 keV) у изотопов с относительно простой схемой распада при отсутствии сильно конвертирующего каскадного γ-излучения. Применение этого метода ограничено в настоящее время, с одной стороны, несовершенностью современной теории K-захвата, а с другой, — неполнотой наших сведений о качественных и количественных закономерностях самого процесса перестройки электронной оболочки атома.

В настоящей работе определялось отношение L/K для двух нейтронодефицитных изотопов редких земель Dy^{159} и Er^{165}.

На основании полученных результатов оценивалась величина энергии переходов $Dy^{159} \rightarrow Tb^{159}$ и $Er^{165} \rightarrow Ho^{165}$.

Экспериментальная установка

Для измерения энергий и интенсивности рентгеновского L- и K-излучения исследуемых изотопов использовался γ-спектрометр с пропорциональным счетчиком.

Метод пропорционального счетчика [20] позволяет измерять γ- и X-излучение очень малых энергий (порядка нескольких сотен и даже десятков электроновольт), которое практически недоступно для других методов.

Разрешающая способность такого рода спектрометров невелика. Она значительно меньше разрешающей способности современных магнитных и кристалло-дифракционных γ-спектрометров. Однако надо иметь в виду, что оба только что упомянутых прибора требуют значительно более сильных препаратов, чем пропорциональный счетчик, и применение их в мягкой области (<50 keV) связано с большими трудностями.

---

* При наличии сложной схемы распада, когда электронный захват может идти как на основной уровень конечного ядра, так и на его возбужденные уровни, отношение L/K, очевидно, различно для переходов на разные энергетические уровни и имеет величину, соответствующую энергии перехода, определяемой разностью энергии распада изотопа, и энергии данного уровня. Поэтому, если, например, на основании данных о γ-излучении изотопа следует ожидать для него большой энергии распада ε_0, можно пытаться определить ее точное значение, измеряя отношение L/K и энергию перехода, соответствующие электронному захвату на высшие энергетические уровни, где можно ожидать малых энергий перехода.

Разрешающая способность пропорционального счетчика сравнима в области $\sim$50 keV с разрешающей способностью сцинтилляционного спектрометра и значительно больше последний в области меньших энергий. Так, например, для линии с энергией 10 keV, получаемой при помощи пропорционального счетчика, относительная полуширина достигаст лишь 12 — 13 %, тогда как для сцинтилляционного счетчика эта величина больше 50 %.

Пропорциональный счетчик в последние годы использовался с успехом рядом итальянских и французских авторов не только для изучения мягкого γ-излучения радиоактивных изотопов, но и для изучения явлений K-захвата, в частности, для определения отношений L/K.

Счетчик и схема опыта

Используемый в наших измерениях пропорциональный счетчик имел цилиндрический алюминиевый катод. Внутренний диаметр его составлял 8,7 см, рабочая длина счетчика была около 40 см. С торцов счетчик закрывался плексигласовыми кругами, имеющими кольцевые вырезы, в которых располагались вакуумные резиновые уплотнения. Центральным электродом, на который подавалось положительное высокое напряжение, служила вольфрамовая нить ⌀100 μ. Нить предварительно тщательно полировалась и очищалась от возможных загрязнений.

В счетчике имелось боковое окошко, в котором располагался бериллиевый диск диаметром около 2 см, с поверхностной плотностью 148 мгсм$^{-2}$. Чистота используемого для этой цели бериллия контролировалась спектральным методом. Счетчик заполнялся смесью аргона и метана, обычно в отношении 9 : 1 при давлении порядка 1 атм. Рабочая смесь предварительно очищалась путем длительного пропускания ее через нагретый до 300° кальций.

В данных измерениях работа производилась с внешним источником (см. рис. 4), который размещался при помощи специального устройства на фиксированном расстоянии h от бериллиевого окошка.

В большинстве описываемых ниже измерений это расстояние было порядка 4 см.

Так как γ- и X-излучение с энергией, большей 20—30 keV, могло проходить через четырехмиллиметровые алюминиевые стенки счетчика, перед его окошком располагался свинцовый коллиматор. Для устранения характеристического излучения свинца коллиматор был сделан слоистым—внутри свинцового цилиндра последовательно располагались слои кадмия, меди и алюминия. Для уменьшения фона счетчик располагался в свинцовой защите.

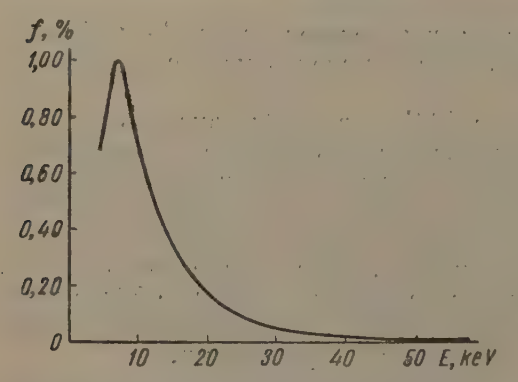


Рис. 3. Кривая зависимости эффективности счетчика от энергии γ-излучения

Эффективность счетчика

Эффективность регистрации счетчиком γ- и X-излучения различной энергии вычислялась на основании известных коэффициентов поглощения этого излучения в аргоне и бериллии [21] и факторов, определяемых геометрией опыта.

Размеры используемых в настоящей работе источников ($d_{ист} < 5$ мм) и расстояние h от источника до счетчика позволили пользоваться при вычислениях эффективности формулами, приведенными в работе Бизи и Заппа [22]. На рис. 3 дана вычисленная для нашего случая кривая зависимости эффективности

счетчика от энергии измеряемого излучения. При обработке измерений учитывалось также поглощение излучения в воздухе, которое для мягкого излучения могло составлять ощутимую величину (8 % для L_{α_1} — линии Dy^{159} (6,3 keV) при $h=4$ см).

Электронная схема

Импульсы с нити счетчика подавались через высоковольтный конденсатор на сетку первой лампы предусилителя, укрепленного на одной из торцовых поверхностей счетчика. Коэффициент усиления предусилителя был 20, уровень шумов — 35 μV. Основной линейный неперегружающийся усилитель имел максимальный коэффициент усиления $4 \cdot 10^4$. Время нарастания переднего фронта не превышало 0,3 мксек. Импульсы формировались в усилителе при помощи дифференцирующей RC-цепочки с постоянной времени 2,2 мксек. В усилителе имелся «сплющиватель», который давал возможность формирования импульсов с плоской вершиной без изменения их амплитуды, более четко анализируемых амплитудным анализатором. В качестве одноканального дифференциального анализатора использовался несколько видоизмененный блок СВ установки типа «Каштан». Обычно применялась полуавтоматическая регистрация спектра

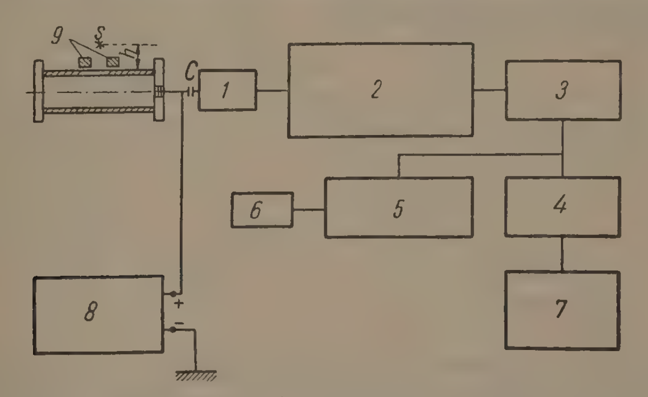


Рис. 4. Схема опыта и блок-схема установки: *1* — предусилитель ($k = 20$), *2* — линейный усилитель ($k = 4 \cdot 10^4$), *3* — амплитудный анализатор, *4* — интегратор, *5* — пересчетная схема (1 : 2048), *6* — механический счетчик, *7* — самописец ЭППВ-51, *8* — высоковольтный блок ВС-10, *9* — коллиматор

при помощи самописца. При этом изменение порога нижнего дискриминатора анализатора, определяющего положение его «окна», производилось при помощи потенциометра, связанного с лентопротяжным механизмом самописца. Импульсы после анализатора поступали на интегратор, с выхода которого пропорциональное числу импульсов постоянное напряжение подавалось на вход усилителя самописца ЭППВ-51.

Источником высокого напряжения служил высоковольтный блок ВС-10, который обеспечивал нужную стабильность потенциала нити. Величина прилагаемого напряжения была обычно около 3000 V. Дрейф его за 8 час работы не превышал 0,02 %. Блок-схема всей установки приведена на рис. 4.

Градуировка прибора

Установка предварительно градуировалась в области 2÷55 keV при помощи радиоактивных источников, испускающих γ- и X-излучение известной энергии (Cr^{51}, Fe^{55}, Zn^{65}, Ge^{71}, Se^{75}, Sn^{113}, Cs^{137}, RaD и др.). Была проверена линейность зависимости амплитуды импульса от энергии регистрируемого излучения и определена разрешающая способность для различных областей энергии и различных наполнений счетчика.

На рис. 5 приведены спектры X-излучения, сопровождающего распад Cr^{51}(4,9 keV), Se^{75}(10,5 keV), Sn^{113} (24,2 keV), Yb^{169} (50,7 keV). В случае

Cr^{51} и Se^{75} хорошо видны так называемые «пики ускользания» (escape—peaks), обусловленные непоглощенным в газе счетчика характеристическим излучением аргона. Наименьшая достигнутая с наполнением ($Ar+$ $+CH_4$) при $p=76$ см рт. ст. полуширина линий составляла для Fe^{55}(5,9keV)—19%, Sn^{113} (24,2 keV) — 15%, RaD (46,7 keV) — 11%. При уменьшении давления в счетчике наблюдалось заметное улучшение его разрешающей способности во всей области детектируемого излучения.

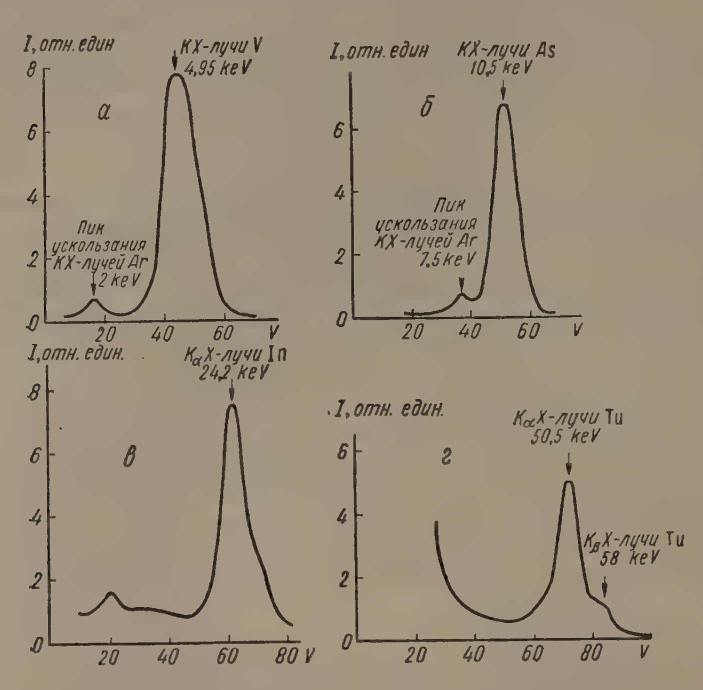


Рис. 5. Градуировочные кривые. Спектр X-лучей, сопровождающих распад: *а* — Cr^{51} (4,9 keV), *б* — Se^{75} (10,5 keV), *в* — Sn^{113} (24,2 keV), *г* — Yb^{169} (50,7 keV). По оси абсцисс отложены амплитуды импульсов, по оси ординат — интенсивность излучений

Результаты измерений

Dy^{159}

1. Долгоживущий радиоактивный изотоп диспрозия Dy^{159} был впервые получен в 1949 г. [23] при облучении диспрозия медленными нейтронами В одной из двух посвященных этому изотопу экспериментальных работ [23] было найдено, что период его полураспада равен 140 дням, в другой [24]—эта величина была найдена равной 136 дням и утверждалось, что Dy^{159} является «чистым электронным захватчиком», испускающим только L- и K-ренгеновское излучение Tb. Кулоновское возбуждение Tb^{159} [25] указало на существование ротационных уровней с энергиями 57 и 136 keV. Другие энергетические уровни этого изотопа известны на основании изучения распада 18-часового Gd^{159}, переходящего путем β^--распада также в Tb^{159}.

На рис. 6 воспроизведена система уровней Tb^{159}, приведенная в работе Джелепова и Пекера [26].

2. Используемый в настоящей работе источник Dy^{159} получался из танталовой мишени, облученной на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований протонами с энергией 660 MeV. Измерения производились спустя продолжительное время после выделения фракции диспрозия, когда короткоживущие изотопы практически распались.

На рис. 7 воспроизведена одна из экспериментальных кривых спектра X-излучения Dy^{159}. Видно два пика рентгеновского L- и K-излучения Tb с энергиями, близкими к значениям L_{α_1} и K_{α_1} для этого элемента (6,3 и 44,5 keV). Небольшой пик в районе 51 keV обусловлен, по-видимому, K_{β_1} тербия (50,4 keV) (на правом спаде линии K—X-лучей).

Из соотношения интенсивностей L- и K-излучения, полученного на основании вычисления площадей S всех экспериментальных кривых и учета эффективности счетчика к энергиям L- и K-излучения Tb было получено для отношения числа L- и K-захватов в Dy^{159} значение 1,0±0,3 (см. таблицу).

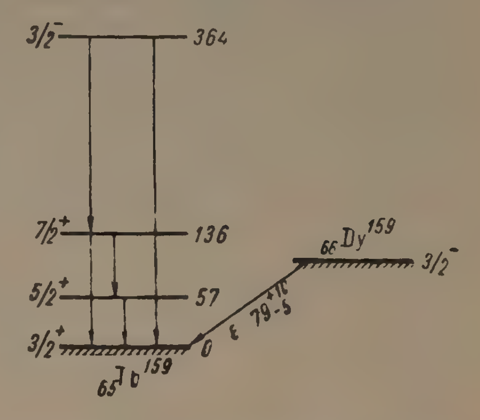


Рис. 6. Схема распада Dy^{159} и схема уровней Tb^{159}

Значения отношения L/K и нужных для его вычисления величин

Изотопы	S_L/S_K	I_L/I_K	ω_K [27]	$\overline{\omega}_L$ [28]	n_{KL} [7]	L/K	ε_0, keV
Dy^{159}	15,3	0,35	0,91	0,18	0,841	1,0±0,3	79^{+10}_{-5}
Er^{165}	22,0	0,40	0,92	0,17	0,834	1,2±0,4	82^{+10}_{-5}

Вычисление K/L производилось по приведенной выше формуле (3), причем для величин выхода флуоресценции с K- и L-оболочек и числа n_{KL} принимались значения, приведенные в таблице.

Большая погрешность в полученном нами значении L/K обусловлена, помимо неточностей в определении площадей экспериментальных кривых и вычислений эффективности счетчика, в первую очередь неточностью знания величины выхода L-флуоресценции $\overline{\omega}_L$, которая принималась равной 15 %. Значение для $\overline{\omega}_L$ бралось нами из кривой, проведенной через экспериментальные точки значений $\overline{\omega}_L$, полученных различными авторами на основании изучения электронного захвата некоторых элементов и суммированных в недавно опубликованной работе Финка [28] *.

3. Ядро Dy^{159}, как и получаемое при его распаде ядро Tb^{159}, принадлежит к деформированным ядрам с нечетным атомным номером. В этом случае можно предполагать, что спин основного состояния определяется моментом количества движения нечетного нуклона. Согласно работам Моттельсона и Нильсона [30] и Пекера [31] о спинах деформированных ядер, имеем для спина основных состояний Dy^{159} и Tb^{159} значение $3/2^+$ и $3/2^-$, соответственно (величина спина для ядра Tb^{159} подтверждена и эксперимен-

* Интересно отметить, что результаты Лея [29], полученные фотографическим методом для выхода флуоресценции с L-оболочки при возбуждении атомов рентгеновыми лучами, систематически выше всех результатов для ω_L, полученных из экспериментальных работ по K-захвату. Этот факт, если исключить возможность систематической ошибки в работе Лея, может, вообще говоря, указывать на то, что выход флуоресценции с L-оболочки зависит от способа возбуждения электронной оболочки и его величина меньше для случая ядерного возбуждения, чем для случая X-лучевого возбуждения [7, 28].

тальным путем). Следовательно, переход $Dy^{159} \to Tb^{159}$ должен принадлежать к переходам первого запрещения.

Используя формулу Маршака, мы получили для энергии этого перехода значение 79^{+10}_{-5} keV, которое и приведено в таблице экспериментальных результатов и на схеме распада Dy^{159} (рис. 6). Самый нижний уровень Tb^{159} с энергией 57 keV, по-видимому, при распаде Dy^{159} не возбуждается. Во всяком случае, в спектре Dy^{159}, полученного нами также при помощи сцинтилляционного спектрометра, нет этой γ-линии, равно как и каких-либо других γ-линий. Однако, так как столь мягкое излучение должно сильно конвертировать (теоретические коэффициенты конверсии на K- и L-оболочках для излучения типа $E1$ этой энергии должны быть ~1,5 и 0,3 соответственно), то для решения вопроса, возбуждается или нет этот уровень, следовало бы провести опыты по L—L-совпадениям, что и предполагается нами сделать в дальнейшем (переход на возбужденный уровень 57 keV мог бы происходить, очевидно, только путем L-захвата).

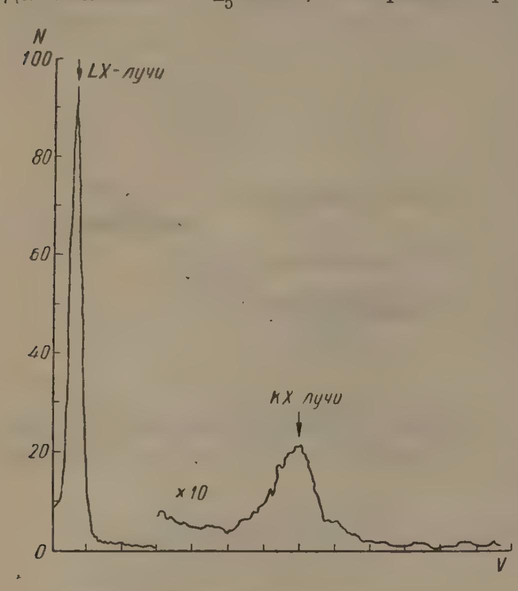


Рис. 7. Спектр излучения Dy^{159}

Оценка величины ft, сделанная на основании полученного значения энергии распада $\varepsilon_0 = 79$ keV и периода полураспада $T = 136$ дней дает для случая перехода $Dy^{159} \to Tb^{159}$ величину $\lg ft$, близкую к 6,2. Это, по классификация Кинга [32], согласуется с предположением о запрещении 1-го порядка для этого перехода.

Er^{165}

1. Изотоп Er^{165} был обнаружен впервые в 1950 г. [33] при бомбардировке гольмия быстрыми протонами.

Десятичасовая активность в фракции эрбия была приписана изотопу Er^{165}, образующемуся в реакции (pn) на единственном изотопе гольмия. Er^{165} получался также при облучении гольмия дейтонами с энергией 10MeV, очевидно за счет реакции $(d, 2n)$ [34]. В одной из имеющихся об этом изотопе работ [34] содержится упоминание о малоинтенсивных γ-лучах с энергией 220 и 1100 keV, якобы обнаруженных методом поглощения. Соответственно этому указанию в [26] приведена воспроизведенная на рис. 8 схема распада Er^{165}, согласно которой энергия перехода $Er^{165} \to Ho^{165}$ должна быть во всяком случае больше 1,1 MeV. Обозначенные на этой схеме другие уровни возбуждения Ho^{165} — 94, 216, 279, 360, 520, 634 и 989 keV были найдены при изучении γ-спектра Dy^{165}.

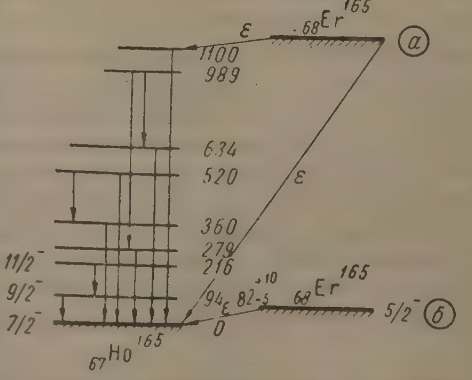


Рис. 8. Схема распада Er^{165}: *а* — положение уровня по работе [26], *б* — положение уровня по нашим данным

2. Используемые в наших измерениях источники Er^{165} также получались из облученного быстрыми протонами ($\varepsilon_0 = 660$ MeV) тантала.

Из отделенной на ионообменной колонке фракции тулия спустя обычно 1—2 дня выделялась фракция эрбия. Эта фракция содержала, как легко показать из рассмотрения совокупности всех изотопов эрбия и тулия, только Er^{165}, являющийся дочерним изотопом 29-часового Tu^{165}. Чистота отделения от тулия проверялась по наиболее интенсивной в этой фракции 200 keV γ-линии Tu^{167} и по периоду полураспада, который измерялся в течение пяти полупериодов и был найден равным 10,5±0,5 часа.

Было проведено несколько серий измерений X-излучения источников, полученных из различных по времени облучения танталовых мишеней.

На рис. 9 приведена одна из экспериментальных кривых, полученная при измерении X-изучения Er^{165} на пропорциональном счетчике. Видны пики K- и L-излучения Ho ($K_{\alpha_1}=47{,}5$ keV; $K_{\beta_1}=53{,}9$ keV; $L_{\alpha_1}=6{,}72$ keV).

Вычисленное на основании усреднения ряда серий измерений различных источников соотношение между интенсивностями этих излучений I_L/I_K равнялось 0,40, что дало при использовании значений $\omega_K=0{,}92$ [27]; $\bar{\omega}_L=0{,}17$ [28] и $n_{KL}=0{,}834$ [7] для отношения L/K значение $1{,}2\pm0{,}4$.

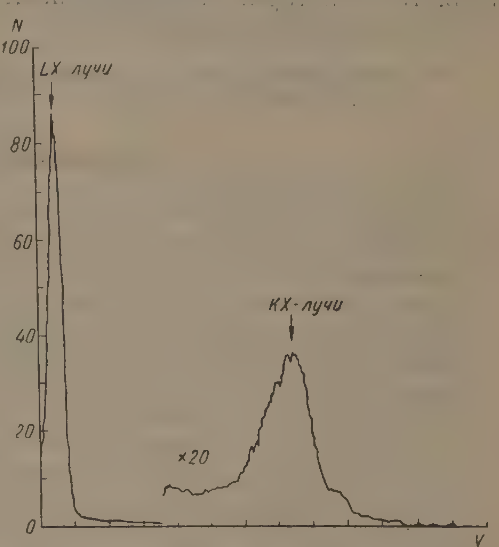


Рис. 9. Спектр излучения Er^{165}

3. Переход $Er^{165}\to Ho^{165}$ принадлежит к числу разрешенных переходов так как спин основного состояния Er^{165}, согласно Моттельсону — Нильсену и Пекеру [30, 31], должен быть $5/2^-$, а спин Ho^{165} — $7/2^-$. Используя формулу Маршака, получаем на основании экспериментально найденного нами значения L/K (Er^{165}) для энергии перехода ε_0 Er^{165} Ho^{165} величину 82^{+10}_{-5} keV. Эта малая энергия перехода согласуется с, повидимому, уже теперь достаточно твердо доказанным отсутствием γ-излучения у Er^{165}, в том числе и мягкого γ-излучения с энергией 94 keV и 122 keV, соответствующим возбуждению первых ротационных уровней с энергией 94 и 216 keV. Отсутствие γ-лучей с энергией 1,1 MeV следует, в частности, не только из наших непосредственных измерений этой области спектра при помощи сцинтилляционного спектрометра, но и из полученного нами отношения L/K. Действительно, если для Er^{165} была бы справедлива схема распада, указанная на рис. 8, и имели бы место K-переходы на возбужденный уровень 1,1 MeV, то при любом малом проценте этого разветвления энергия перехода для основной ветви была бы больше этого значения и, следовательно, получаемое на опыте отношение L/K должно бы было быть меньше 0,14. Расхождение между этой величиной и найденным нами значением L/K лежит далеко за пределами возможных экспериментальных ошибок.

Значение $\lg ft$, вычисленное на основании найденной нами энергии распада $\varepsilon_0=82$ keV и периода полураспада, который принимался равным 10,5 час, оказалось равным 3,1, что согласуется с разрешенным характером перехода.

Заключение

Таким образом, в случае Dy^{159} и Er^{165} энергии распада получились весьма малыми, меньшими 100 keV. Как уже подчеркивалось выше, в случаях таких малых энергий перехода метод «отношения L/K» дает неплохую точность даже при грубом определении этого отношения и при

отсутствии γ-излучения у изотопа сравнительно прост с экспериментальной точки зрения.

Применение большинства других методов, перечисленных во введении, для Dy^{159} и Er^{165} и для других подобных изотопов было бы или принципиально (методы 1 и 3, см. Введение), или практически (метод 4) невозможно.

Интересно отметить, что эмпирическая формула для атомных масс, приведенная в недавно опубликованной работе Леви [35], дает для энергии распада Dy^{159} значение 70 keV и для энергии распада Er^{165} отрицательное значение. Так как формула Леви дает в 85% случаев согласие с экспериментально измеренными энергиями распада в пределах 250 keV, то это является некоторым подтверждением полученных малых значений энергии рассматриваемых переходов.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nuovo Cim., 11, 1052 (1955).
2. Olsen I., Mann L., Linder M., Phys. Rev., 106, 985 (1957).
3. Pontecorvo B., Kirkwood D., Hanna G., Phys. Rev., 74, 982 (1949).
4. Marshak R., Phys. Rev., 61, 431 (1942).
5. Rose M., Jackson J., Phys. Rev., 76, 1540 (1949).
6. Зырянова Л., Банд И., Суслов Ю., Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, 1958.
7. Robinson B., Fink R., Rev. Mod. Phys., 27, 424 (1955).
8. Brysk H., Rose M., ORNL.—1830 (1955).
9. Heintze J., Z. Naturforsch., a9, 469 (1954).
10. Bertolini G., Bisi A., Lassarini E., Zappa L., Nuovo Cim., 11, 539 (1954).
11. Friedlander G., Orr W., Phys. Rev., 84, 484 (1951).
12. Bisi A., Zappa L., Zimmer E., Nuovo Cim., 4, 307, 539 (1956).
13. Bisi A., Michalowicz S., Zappa L., Nuovo Cim., 1, 651 (1955).
14. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nuovo Cim., 6, 299 (1957).
15. Bisi A., Zappa L., Nuovo Cim., 12, 539 (1954).
16. Padvanyi P., Langevin M., Compt. rend., 238, 77 (1954).
17. Kofoed-Hansen O., Phys. Rev., 96, 1045 (1954).
18. Daudel, R. Odiot, S. Journ. Phys. Rad, 17, 60 (1956).
19. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nucl. Phys., 1, 593 (1956).
20. Curran H., Обз. статья в книге: Siegbahn K., Beta- and Gamma-ray Spectroscopy.— New York, 1955.
21. Allen S., Tables in Handbook of Chemistry and Physics, p. 2235,—(34 изд.), USA Cleveland, Ohio, 1952.
22. Bisi A., Zappa L., Nuovo Cim., 12, 211 (1954).
23. Ketelle B., Phys. Rev., 76, 1256 (1949).
24. Butement F., Proc. Phys. Soc., A64, 428 (1951).
25. Marty N., Compt. rend., 241, 385 (1955).
26. Джелепов Б., Пекер Л., Схемы распада радиоактивн. изотопов.—Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
27. Siegbahn K., Beta- and Gamma-ray Spectroscopy.— New York, 1955.
28. Fink R., Phys. Rev., 106, 266 (1957).
29. Lay H., Z. Phys., 91, 533 (1934).
30. Mottelson B., Nillson S., Phys. Rev., 99, 1615 (1655).
31. Пекер Л., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1029 (1957).
32. King R., Rev. Mod. Phys., 26, 327 (1954).
33. Butement F., Proc. Phys. Soc., A63, 775 (1950).
34. Kunden D., Service I., Pool M., Phys. Rev., 87, 203 (1952).
35. Levy H., Phys. Rev., 106, 1265 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. Н. ДЕЛЯГИН и В. С. ШПИНЕЛЬ

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА Mg^{24}

Введение

В настоящей работе время жизни первого возбужденного состояния (1,37 MeV) ядра Mg^{24} измерено методом резонансного рассеяния γ-квантов. Этот метод в последние годы успешно применяется для измерения коротких времен жизни возбужденных состояний ядер (10^{-10} сек и меньше). Эффективное сечение резонансного рассеяния γ-квантов увеличивается с увеличением ширины возбуждаемого уровня, поэтому область применимости метода не ограничена со стороны коротких времен жизни. Первые успешные эксперименты были выполнены в 1950 г. Муном; дальнейшее развитие метод получил главным образом в работах Метцгера. Резонансному рассеянию γ-квантов посвящены обзоры Мальмфорса [1] и Джелепова [2], где приведена подробная библиография.

Время жизни 1,37 MeV возбужденного состояния Mg^{24} измерялось Коулменом [3] методом запаздывающих совпадений. В этой работе была получена величина $3{,}6 \cdot 10^{-11}$ сек, которая в два раза превосходит величину, соответствующую одночастичному переходу (формула Вайскопфа [4]). В 1956 г. авторами данной раборы [5], а также Бурговым и Тереховым [6] измерялось резонансное рассеяние γ-квантов на ядрах Mg^{24}, причем в качестве источников γ-лучей применялись твердые соединения, содержащие Na^{24}, или их растворы. Измерения с твердыми или жидкими источниками могут дать лишь весьма грубую оценку для времени жизни, однако уже эти измерения показали, что время жизни 1,37 MeV состояния существенно короче, чем 10^{-11} сек. В работе Хэлма [7] это время жизни было оценено из экспериментов по неупругому рассеянию быстрых электронов на ядрах Mg^{24}, причем была получена величина $\tau \sim 1{,}9 \cdot 10^{-12}$ сек.

В настоящей работе для измерения резонансного рассеяния был использован газообразный источник Na^{24}.

1. Основы теории метода

Для наблюдения резонансного рассеяния γ-квантов естественнее всего применять в качестве источника γ-излучения радиоактивный изотоп, продуктом распада которого являются те же ядра, на которых наблюдается рассеяние (например, для возбуждения уровня Mg^{24} 1,37 MeV надо использовать γ-излучение, сопровождающее распад $Na^{24} \to Mg^{24}$). Однако даже в этом случае энергия падающего кванта оказывается недостаточной для резонансного возбуждения. Согласно законам сохранения энергии и импульса, квант при излучении вследствие отдачи ядра теряет часть своей энергии, равную $E_0^2/2Mc^2$ (E_0—энергия кванта, M — масса ядра). Такую же часть своей энергии квант теряет и при поглощении, и, таким образом, общая потеря энергии составляет E_0^2/Mc^2. Эта потеря энергии относительно

невелика (в случае Mg^{24} она равна 84 eV), однако она много больше ширины возбуждаемого уровня, вследствие чего эффективное сечение резонансного рассеяния падает до ничтожно малой величины.

Энергию падающего кванта можно восстановить до резонансного значения, используя эффект Допплера. Если квант будет испущен не из покоящегося, а из движущегося ядра, то энергия кванта изменится на величину

$$\delta E = E_0 \frac{v}{c} \cos \vartheta, \qquad (1)$$

где V — скорость ядра, ϑ — угол между направлениями движения ядра и вылета кванта. Если величина δE окажется равной E_0^2/Mc^2, то условие резонанса будет восстановлено.

Излучающие ядра могут быть приведены в движение с необходимой скоростью механическим путем или нагреванием источника до высокой температуры. Подобные методы были успешно применены в области средних и тяжелых ядер при небольших энергиях возбуждения. В случае уровня Mg^{24} 1,37 MeV эти методы не могут быть применены, поскольку необходимые механические скорости или температуры лежат за пределами экспериментальных возможностей.

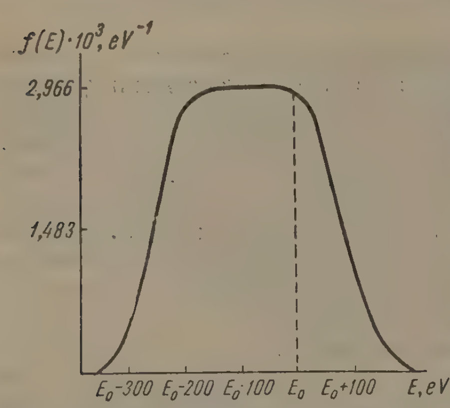


Рис. 1. Микроспектр падающих квантов (E_0 = 1,37 MeV), рассчитанный в предположении скалярного варианта теории β-распада

В данной работе для увеличения энергии падающих квантов до резонансной был применен метод каскадных переходов [8]. В этом случае ядро приходит в движение вследствие отдачи при испускании частиц (β-электронов, нейтрино, γ-кванта), предшествующих излучению интересующего нас кванта. Если энергия предшествующих излучений будет достаточной, то энергия кванта может быть увеличена до резонансной. Полная энергия падающего кванта (с учетом потерь на отдачу ядер) будет равна

$$E = E_0 - \frac{E_0^2}{Mc^2} + E_0 \frac{v}{c} \cos \vartheta. \qquad (2)$$

Из этой формулы следует, что падающие кванты не будут монохроматическими в том смысле, что их энергия будет меняться в зависимости от величины cos ϑ, и реальная ширина линии (ширина «микроспектра» падающих квантов) будет значительно превосходить естественную ширину линии. Условием того, что часть квантов будет иметь энергию, достаточную для резонансного возбуждения, является соотношение

$$v > E_0 / Mc. \qquad (3)$$

Если это условие выполнено, то эффективное сечение резонансного рассеяния определяется по формуле [9]:

$$\sigma = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \cdot \frac{h^2 c^2}{4E_0^2} \Gamma f(E_0), \qquad (4)$$

где I_1 и I_0 — спины возбужденного и основного состояний ядра, соответственно, Γ — ширина возбуждаемого уровня, $f(E_0)$ — плотность распределения падающих квантов по энергии в микроспектре для резонансной энергии E_0. Таким образом, расчет эффективного сечения сводится в данном случае к расчету микроспектра падающих квантов — функции $f(E)$.

В схеме распада $Na^{24} \rightarrow Mg^{24}$ кванту 1,37 MeV предшествует излучение кванта 2,75 MeV и β-излучение с максимальной энергией 1,39 MeV. Поэтому условие (3) выполняется с избытком. Форма микроспектра квантов 1,37 MeV будет зависеть, в частности, от спектра ядер отдачи после β-распада, т. е. будет различной для различных вариантов теории β-распада. Однако величины $f(E_0)$, рассчитанные в предположении различных вариантов теории β-распада, отличаются одна от другой не более чем на 3%. Учет γ—γ-угловой корреляции меняет величину $f(E_0)$ для различных вариантов теории β-распада в среднем на 1%. Тепловое движение ядер в данном случае не оказывает влияния на величину $f(E_0)$ — тепловые скорости много меньше скоростей ядер отдачи, возникающих после β-распада и испускания кванта 2,75 MeV. Только на краях микроспектра можно ожидать заметного влияния теплового движения. На рис. 1 изображен микроспектр квантов 1,37 MeV, полученный в предположении скалярного варианта теории β-распада.

С учетом неопределенности, вносимой неоднозначностью в выборе варианта теории β-распада, эффективное сечение резонансного рассеяния для данного случая, рассчитанное по формуле (4), равно

$$\sigma = \frac{(1{,}93 \pm 0{,}04)\cdot 10^{-38}}{\tau}, \tag{5}$$

где τ — время жизни состояния ядра Mg^{24} 1,37 MeV в секундах.

2. Роль агрегатного состояния вещества источника

Результаты, полученные в предыдущем разделе, будут справедливы только в том случае, когда ядра отдачи имеют достаточно большое время свободного пробега: квант 1,37 MeV должен быть испущен движущимся ядром отдачи до того, как атом отдачи потеряет свою скорость вследствие соударений с соседними атомами вещества источника. Это условие не выполняется для источника, находящегося в твердом или жидком состоянии: в этом случае подавляющее большинство квантов 1,37 MeV будет испущено ядрами, уже пришедшими в тепловое равновесие с соседними атомами вещества источника. Наши знания о процессах соударений атомов в твердых и жидких веществах недостаточны для проведения точного расчета влияния соударений на форму микроспектра падающих квантов: здесь возможны только грубые оценки. Поэтому для измерения времени жизни необходимо вообще исключить это влияние, что достигается применением газообразного источника. В газообразном источнике при давлении газа порядка 1 атм практически все γ-кванты 1,37 MeV испускаются до того, как атом отдачи потеряет свою скорость вследствие соударений.

При измерении времени жизни методом резонансного рассеяния в ряде случаев является существенным также вопрос о химических связях в соединении, в котором находится источник [8]. Пары натрия являются в основном моноатомными. С увеличением температуры часть атомов натрия соединяется в молекулы Na_2. Однако относительное содержание молекул Na_2 при температуре паров 800—900° невелико, к тому же энергия связи атомов в молекуле мала, а энергия атома отдачи велика (170 eV после испускания кванта 2,75 MeV). Поэтому в данном случае влиянием химических связей на форму микроспектра падающих квантов можно пренебречь.

3. Описание эксперимента

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2. Рассеянные γ-кванты регистрировались кристаллом NaJ(Tl) *1* высотой и диаметром 4 см и фотоумножителем ФЭУ-29 *2*. Импульсы, полученные на выходе ФЭУ, усиливались и подавались на дифференциальный дискриминатор. Детектор был защищен от прямого излучения источника свинцовым конусом *3* высотой 35 см. На вершине конуса помещалась нихромовая печь (на

рисунке не показана). Измерение температуры производилось термопарой «ПП», находящейся в контакте со стальным контейнером *4*, в котором находился источник. Источник представлял собой 20—30 мг металлического натрия, облученного медленными нейтронами на тяжеловодном реакторе АН СССР. Активность источника составляла 20—30 mCu. После облучения натрий помещался в стальной контейнер объемом 25 см^3, из которого затем откачивался воздух. Контейнер плотно завинчивался и помещался в нихромовую печь.

Рассеивателем служил полый магниевый цилиндр *5* диаметром 44 см, высотой 40 см и толщиной 1,2 см. Для сравнения применялся аналогичный рассеиватель из алюминия. Особое внимание было уделено стабильности работы установки; каждые 5 мин производилась смена рассеивателей, для того чтобы исключить возможное влияние медленных изменений в работе радиотехнических устройств. Окно дифференциального дискриминатора шириной 10 V устанавливалось на фотопик 1,37 MeV (полуширина фотопика была равна 4 V). При этом исключалась регистрация не только квантов комптоновского рассеяния, но и возможные случайные совпадения двух таких квантов. Скорости счета при магниевом и алюминиевом рассеивателях сравнивались при комнатной температуре и при температурах в пределах 800—880°. При комнатной температуре эти скорости счета были одинаковы в пределах экспериментальных ошибок, при нагревании источника образовывались пары натрия, и скорость счета при магниевом рассеивателе возрастала за счет резонансного рассеяния.

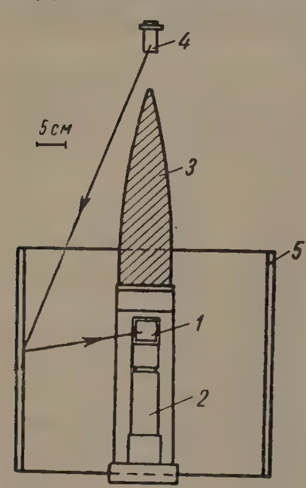


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: *1* — кристалл NaJ (Tl), *2* — ФЭУ-29, *3* — свинцовый конус, *4* — контейнер с источником, *5* — рассеиватель

Если активность источника равна N_0 распадов в секунду, то скорость счета резонансно рассеянных квантов равна

$$N_p = N_0 \sigma \nu d \varepsilon_1 S \Omega \varkappa, \qquad (6)$$

где ν — число атомов Mg^{24} в 1 см^3, d — эффективная толщина рассеивателя, ε_1 — эффективность регистрации квантов 1,37 MeV, S — площадь детектора, Ω — геометрический фактор, $\varkappa$ — часть общей массы натрия, находящаяся в газообразном состоянии.

Геометрия эксперимента рассчитывалась интегрированием по поверхности рассеивателя. При этом вводились поправки на угловое распределение рассеянного излучения [10], на поглощение квантов в рассеивателе и на геометрическую зависимость эффективности.

Для определения эффективного сечения резонансного рассеяния скорость счета N_p сравнивается со скоростью счета от источника, расположенного на некотором расстоянии r от регистратора. Эта скорость счета равна

$$N = N_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{S}{4\pi r^2}, \qquad (7)$$

где ε_2 — эффективность регистрации квантов 2,75 MeV. Из (6) и (7) следует, что

$$\sigma = \frac{N_p}{N} \cdot \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot \frac{1}{\nu d \Omega \, 4\pi r^2 \varkappa}. \qquad (8)$$

Отношение $\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ определяется из формы спектра γ-излучения Na^{24}; оно равно 1,5 с возможной ошибкой в 5%. Величина $\varkappa$ определяется по

измеренной общей массе источника и массе паров, которая вычисляется теоретически. Среднее значение $\varkappa$ для разных серий измерений равно 0,2.

4. Результаты и их обсуждение

Измерения резонансного рассеяния γ-квантов производились при пяти различных значениях температуры источника в интервале 800÷880°. При увеличении температуры увеличивается масса паров натрия в объеме контейнера (параметр $\varkappa$), что вызывает рост скорости счета резонансного рассеяния N_p. Зависимость эффекта от температуры можно рассчитать теоретически, зная зависимость давления паров натрия от температуры. Как видно из рис. 3, экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретической кривой.

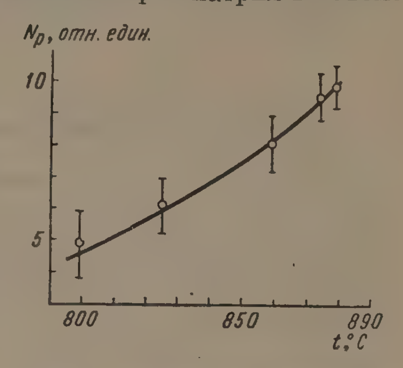


Рис. 3. Зависимость эффекта от температуры. Сплошная кривая рассчитана теоретически

Период полураспада Na^{24} равен 14,9 час; так как каждая серия измерений производилась в течение 18—20 час, то необходимо было вводить поправки на распад источника.

Скорость счета резонансно рассеянных квантов была равна в начале измерений при температуре 860° в среднем 22 импульсам в минуту, что составляет 10 — 15% от общей скорости счета (помимо резонансного рассеяния, вклад в общую скорость счета дают, в основном, фон и проникновение прямого излучения через свинцовую защиту).

Измеренное значение эффективного сечения резонансного рассеяния, рассчитанное по формуле (8), равно $(1{,}14 \pm 0{,}26)\cdot 10^{-26}$ см².

Время жизни первого возбужденного состояния Mg^{24}, полученное из формулы (5), равно:

$$\tau = (1{,}7 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-12} \text{ сек.} \qquad (9)$$

В указанную ошибку, помимо статистической, входят погрешности в определении всех величин, входящих в формулу (8), а также и неопределенность, вносимая неоднозначностью в выборе варианта теории β-распада. С полученным результатом согласуется оценка времени жизни, данная Хэлмом [7] на основе экспериментов по неупругому рассеянию быстрых электронов на ядрах Mg^{24}.

Обобщенная модель ядра предсказывает [11, 12], что для ядер в районе массового числа $A\sim 24$ деформированная равновесная форма является энергетически более выгодной по сравнению со сферически симметричной. Как известно, низшие возбужденные уровни деформированных ядер являются ротационными. Анализ возбужденных состояний ядра Mg^{24} показал [13], что состояние с энергией 1,37 MeV можно рассматривать как первое возбужденное состояние ротационной серии с $K=0$. Если такая интерпретация справедлива, то измеренное время жизни позволяет рассчитать квадрупольный момент и параметр деформации ядра Mg^{24}. Для электрического квадрупольного перехода между двумя ротационными состояниями со спинами $I = 2$ и $I = 0$ одной ротационной серии ($K=0$) приведенная вероятность перехода $B(E2)$ равна [14]:

$$B(E2) = \frac{e^2 Q_0^2}{16\pi}, \qquad (10)$$

где Q_0 — квадрупольный момент ядра. Время жизни $1{,}7\cdot 10^{-12}$ сек соответствует в данном случае абсолютной величине квадрупольного момента

0,7 барн. Для расчета параметра деформации β ядра Mg^{24} воспользуемся соотношением [15]:

$$Q_0 = \frac{3}{(5\pi)^{1/2}} zR_0^2\beta(1 + 0{,}16\beta), \quad (R_0 = 1{,}2\cdot 10^{-13}A^{1/3}). \tag{11}$$

Расчет по этой формуле дает величину $\beta = 0{,}59$, что превосходит параметры деформации вытянутых ядер редкоземельных элементов.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Malmfors K., в книге «Beta- and Gamma-ray Spectroscopy», p. 521.— K. Siegbahn, New-York, 1955.
2. Джелепов Б. С., Успехи физ. наук, **62**, вып. 1, 3 (1957).
3. Coleman C., Phil. Mag., **46**, 1135 (1955).
4. Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика.— ИЛ, 1954.
5. Делягин Н. Н., Шпинель В. С., Тезисы VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 42.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
6. Бургов Н. А., Терехов Ю. В., Атомная энергия, *6*, 514 (1957).
7. Helm R. H., Phys. Rev., **104**, 1466 (1956).
8. Metzger F., Phys. Rev., **101**, 286 (1956); Ibid., **103**, 983 (1956).
9. Schopper H., Z. Phys., **144**, 476 (1956).
10. Metzger F., Phys. Rev., **97**, 1258 (1955).
11. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat.-Fys. Medd., **30**, 1 (1955).
12. Бирбраир Б. Л., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 1235 (1957).
13. Пекер Л. И., Густова Л. В., Чубинский О. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1013 (1957).
14. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat.-Fys. Medd., **27**, 16 (1953).
15. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. В. ГНЕДИЧ, Л. Н. КРЮКОВА, В. В. МУРАВЬЕВА, В. С. ШПИНЕЛЬ и В. И. ШУМШУРОВ

К ВОПРОСУ О ДОППЛЕРОВСКОМ УШИРЕНИИ ЛИНИЙ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ЯДРАМИ ОТДАЧИ

Если конверсионный электрон испускается движущимся ядром отдачи, то изменение импульса электрона $\Delta p = p - p_0$, обусловленное допплер-эффектом, равно:

$$\Delta p = p_0 \frac{V}{v_0} \cos \theta ,$$

где p_0— импульс электрона, испущенного покоящимся ядром; v_0— скорость электрона, испущенного покоящимся ядром; v — скорость ядра отдачи; θ — угол между направлением движения ядра и электрона.

Этот эффект влияет на положение и форму конверсионной линии, что при определенных условиях может быть использовано для определения времени жизни возбужденного состояния ядра [1, 2]. Искажение формы линий, возникающее при этом эффекте, необходимо учитывать при определении относительных интенсивностей линий и коэффициентов конверсии.

Настоящая работа посвящена изучению допплер-эффекта на конверсионных линиях, обусловленных переходом с уровня 40 keV в ядре Tl^{208} (ThC″), возбужденного при α-распаде Bi^{212} (ThC), на основное состояние. Влияние допплер-эффекта на форму конверсионной линии, полученной в спектрометре, зависит от условий эксперимента.

Рассмотрим случай бесконечно тонкого плоского источника. В случае изотропного распределения 50% ядер отдачи летит в сторону подкладки источника. Для конверсионных электронов, испускаемых этими ядрами, величина Δp будет зависеть от соотношения между временем торможения ядер в подкладке T и средним временем жизни уровня τ. Другие 50% ядер летят от подкладки в вакуум камеры. Электроны, испускаемые этими ядрами, будут зарегистрированы только в том случае, если ядра не успеют выйти из области фокусировки спектрометра. Следовательно, наблюдаемый допплер-эффект должен зависеть и от соотношения между τ и временем пролета ядрами области фокусировки t. Это время t можно оценить. Если размеры области фокусировки считать порядка десятых долей миллиметра, то при скорости ядра отдачи $\sim 10^7$ см сек$^{-1}$, время t будет $\sim 10^{-9}$ сек. Время торможения ядер отдачи в твердом веществе много меньше этой величины. Например, для торможения в алюминии ядер отдачи Tl^{208}, обладающих начальной скоростью $V = 3{,}3 \cdot 10^7$ см сек$^{-1}$, $T \approx 2 \cdot 10^{-13}$ сек.

Если время жизни возбужденного состояния много меньше времени торможения ядер в подкладке ($\tau \ll T$), то должно наблюдаться максимальное допплеровское уширение линии, равное $\frac{2\Delta p}{p_0} = \frac{2V}{v_0}$. При этом конверсионная линия расширяется одинаково в обе стороны. В случае $\tau \leqslant T$ ядра, уходящие в подкладку, будут испускать электроны после некоторого

замедления или полной остановки. В этом случае линия приобретает асимметрию: уширение в сторону меньших энергий должно уменьшиться, уширение в сторону бо́льших энергий остается прежним.

Если время жизни τ лежит в пределах $T<\tau<t$, то конверсионная линия будет состоять из двух равных по интенсивности частей S_1 и S_2 (рис. 1). S_1 обусловлена электронами, испущенными ядрами, остановившимися в подкладке. Эта часть линии несколько размыта за счет того, что электро-

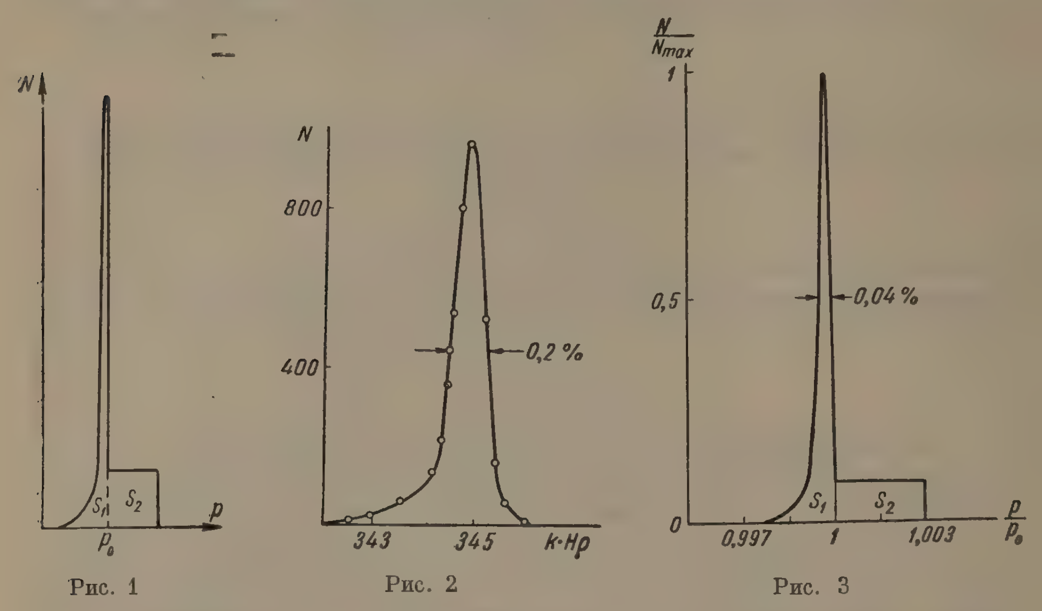


Рис. 1 Рис. 2 Рис. 3

Рис. 1. Распределение электронов по импульсам для бесконечно тонкого источника в предположении $T<\tau<t$

Рис. 2. F-линия, $E_e = 147$ keV

Рис. 3. Распределение электронов конверсии по импульсам для B-линии

ны испускаются из глубины подкладки. S_2 обусловлена электронами, вылетающими в вакуум и получившими только положительные добавки к скорости*. При изотропном распределении ядер отдачи и электронов конверсии S_2 имеет форму прямоугольника шириной $\frac{V}{v_0}$. При $\tau \gg t$ ядра отдачи пройдут область фокусировки, не успев испустить электроны. В этом случае наблюдается уменьшение интенсивности конверсионных линий, впервые замеченное в работе [3] при исследовании активного осадка Th. Если τ сравнимо с t, будет наблюдаться и изменение формы линии и уменьшение ее интенсивности, по величине которого можно рассчитать время жизни уровня.

Существенным образом на наблюдаемых явлениях скажется толщина источника. Только при времени жизни, много меньшим времени торможения ядер в твердом веществе ($\tau \ll T$), форма и интенсивность линии не зависят от толщины источника.

Для случая $T<\tau<t$ увеличение толщины источника приведет к увеличению числа электронов, испущенных остановившимися ядрами. Площадь S_1 будет увеличиваться за счет площади S_2. При $\tau>t$ увеличение толщины источника приведет к уменьшению относительного числа слетающих с источника ядер. При толщине источника, много большей пробега ядер отдачи, во всех случаях, за исключением $\tau \ll T$, практически ни допплеровского уширения, ни уменьшения интенсивности конверсионной линии наблюдаться не будет.

* Это справедливо для случая, когда плоскость источника перпендикулярна к оси электронного пучка и апертурный угол мал.

Форма конверсионных линий исследовалась нами на спиральном β-спектрометре. Источником служил активный осадок тория, высаженный на алюминиевой полоске размерами: $15 \times 0{,}4$ мм². Продолжительность активации была равна 2 час. Полуширина F-линии (рис. 2) составляла 0,2 %. Эффективная толщина источника определялась нами по относительному числу слетающих с источника ядер Tl^{208}. Процент слета ядер отдачи оценивался по изменению интенсивностей G- и H-линий активного осадка Th для случаев открытого источника и источника, закрытого тонкой пленкой [4]. Для бесконечно тонкого источника доля слетающих ядер должна равняться 0,5. В нашем случае она оказалась равной 0,34. Отсюда для толщины источника получается значение $0{,}6R^*$ (R — пробег ядер отдачи).

Теоретическая форма интересующих нас линий была рассчитана в предположении, что среднее время жизни τ уровня 40 keV лежит в пределах $T < \tau < t$. Распределение по импульсам электронов B-линии (конверсия на M_I оболочке, энергия электронов $E_e = 36{,}7$ keV) приведено на рис. 3. Здесь принималась линейная зависимость между пробегом R и скоростью V ядер отдачи**. Ширина прямоугольника равна $0{,}003\ P_0$. В этом распределении отношение площадей $\frac{S_1}{S_2}$ порядка двух, что соответствует экспериментально определенному проценту слета ядер. Относительная полуширина распределения S_1 с учетом суммарной толщины источника, равной 1,6 R, оценена нами как $\sim 0{,}04$ %.

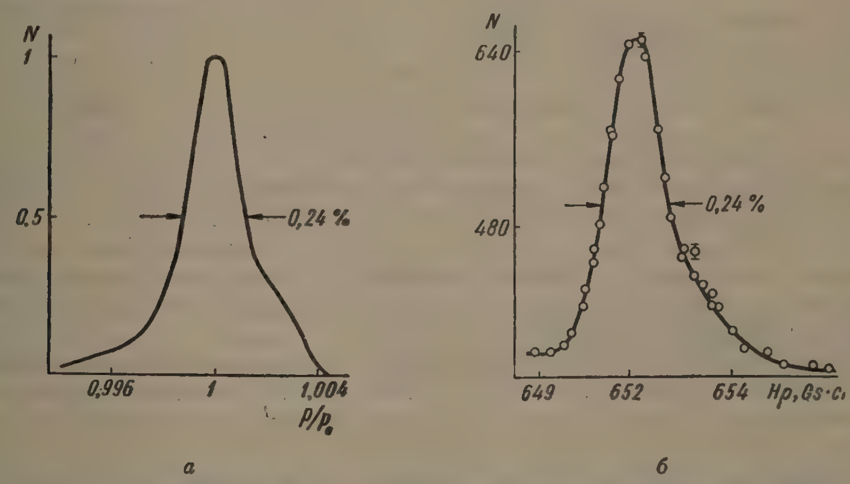


Рис. 4. *а* — Ожидаемая форма B-линии, полученная искажением электронного распределения аппаратурной линией; *б* — B-линия полученная экспериментально. $E_e = 36$ keV

Ожидаемая форма B-линии, полученная из этого распределения с учетом нашей аппаратурной линии, приведена на рис. 4,*а*. Из сравнения рис. 2 и рис. 4,*а* видно, что допплер-эффект приводит к уширению линии в сторону больших энергий. На рис. 4,*б* приведена B-линия, полученная экспериментально. Как видно, форма ее хорошо согласуется с теоретической. Аналогичное уширение линии в сторону больших энергий наблюдалось нами и на Aa-линии (L_{II} этого же перехода, $E_e = 25$ keV). Необходимо было проверить, не является ли этот эффект аппаратурным искажением формы линии в данной области энергий. Для контроля были использованы линии конверсионного спектра Ce^{144}, не искаженные доп-

* Активность источника при этом считалась равномерно распределенной по толщине. Явление диффузии в глубину подкладки при активации, отмеченное в появившейся недавно работе [5], нами не учитывалось.

** Предположение о квадратичной зависимости между пробегом и скоростью $R = \alpha V^2$ несколько изменяет форму S_2, но очень незначительно сказывается на окончательной форме кривой рис. 4, *а*.

плер-эффектом. Из рис. 5 видно, что при переходе от энергии 92 keV к 39 keV заметного изменения формы линии не происходит. Следовательно, наблюдаемое нами уширение конверсионных *B*- и *Aa*-линий обусловлено допплер-эффектом. Это утверждение находится в соответствии со средним временем жизни перехода 40 keV, определенным в работах [2, 6].

Наиболее интенсивная конверсионная линия этого перехода — *A*-линия нами не могла быть использована, так как она является сложной.

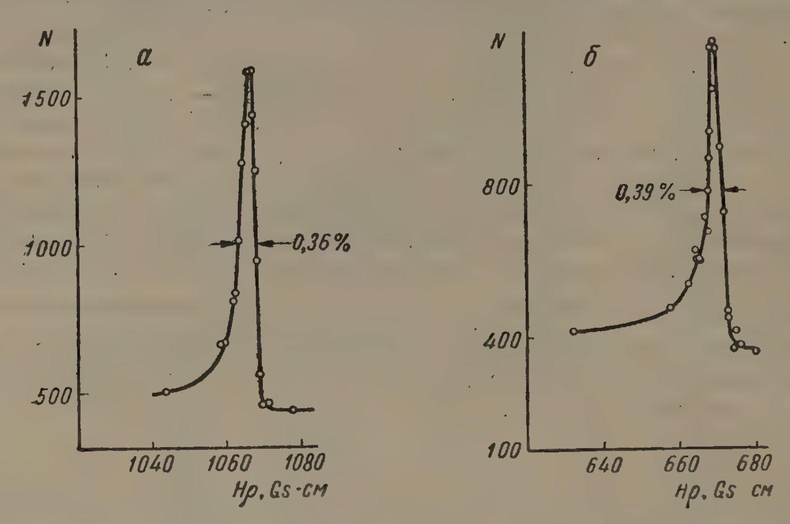


Рис. 5. Конверсионные линии Ce^{144}: *а* — $E_e = 92$ keV (*K*-линия от $E_\gamma = 134$ keV); *б* — $E_e = 39$ keV (*K*-линия от $E_\gamma = 80$ keV)

Наблюдаемое в работе [7] увеличение полуширины *A*-линии на 0,2% по сравнению с *F*-линией при аппаратурном разрешении 1,2%, по нашему мнению, не может быть обусловлено только допплер-эффектом. Исследование этой линии с высоким разрешением без учета допплер-эффекта приводит к ошибочной оценке относительных интенсивностей *A*- и *A'*-линий и их полуширин [8, 9].

Итак, исследуя форму линий конверсионных электронов, испускаемых движущимися ядрами, можно получить оценку времени жизни τ соответствующих ядерных уровней. Анализ формы линии должен производиться с учетом конкретных условий эксперимента и, в частности, с учетом толщины источника. Оценку времени жизни можно получить также определением уменьшения интенсивности линий за счет слета с источника ядер отдачи, если известна толщина источника. Анализ формы линий конверсионного спектра движущихся ядер необходим при оценке относительных интенсивностей конверсионных линий

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Шпинель В. С., Мошкина Р. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 21, 1127 (1951).
2. Burde J., Cohen G., Phys. Rev., 104, 1093 (1956).
3. Flammersfeld A., Z. Phys., 114, 227 (1939).
4. Крисюк Э. М., Витман А. Д., Воробьев В. Д., Воробьев И. В., Ильин К. И., Латышев Г. Д., Листенгартен М. А., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 883 (1956).
5. Sickman J. G., de Waard H., Phys. Rev., 107, 1731 (1957).
6. Graham R. L., Bell R. E., Canad. J. Phys., 31, 374 (1957).
7. Burde J., Cohen S. G., Phys. Rev., 101, 495 (1956).
8. Крисюк Э. М., Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 367 (1956).
9. Воробьев В. Д., Ильин К. И., Кольчинская Т. И., Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Трофимов Ю. Н., Фадеев В. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 954 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. К. ВАЛЬТЕР, И. Я. МАЛАХОВ, П. В. СОРОКИН и А. Я. ТАРАНОВ

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ Si^{28}. СПИН И ЧЕТНОСТЬ УРОВНЕЙ 4,31 И 4,73 MeV ЯДРА P^{29}

Введение

Для изучения уровней ядра P^{29} с энергией возбуждения выше 3 MeV наиболее удобным процессом является, по-видимому, упругое рассеяние p—Si^{28}. Действительно, ядро Si^{28} имеет замкнутую $D_{5/2}$-подоболочку и обладает спином $I = 0$, а энергия связи протона (2,72 MeV) относительно невелика. Можно также ожидать, что уровни ядра P^{29}, которое имеет один протон сверх замкнутой $D_{5/2}$-подоболочки, расположены не очень густо. Все это дает основание предполагать, что анализ экспериментальных данных о рассеянии p—Si^{28} будет сравнительно простым.

Недавно появилось краткое сообщение об измерении сечения рассеяния p—Si^{28} в интервале энергий 1,4—3,8 MeV [1]. Результаты измерений не приводятся, а только указывается, что обнаружены резонансы при энергии протонов 1,65 MeV (шириной 60 keV), 2,09 MeV (шириной 25 keV) и широкий резонанс при 2,9 MeV.

Задачей настоящего исследования явилось измерение сечения рассеяния p—Si^{28} с целью выяснения характеристик возбужденных состояний ядра P^{29}, с которыми связаны указанные в [1] резонансы.

1. Методика измерений

Схема прибора, использованного в измерениях, приведена на рис. 1. Пучок протонов, ускоренных электростатическим генератором ФТИ АН УССР, отклонялся магнитным анализатором на 90° и через коллимирующую

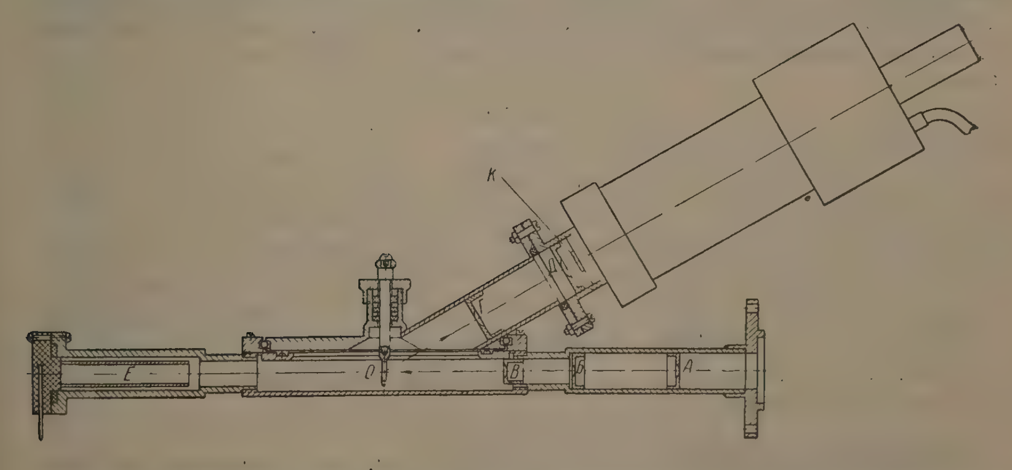


Рис. 1. Схема прибора: *А, Б, В, Г, Д* — диафрагмы; *Е* — фарадеев цилиндр, *К* — кристалл, *О* — мишень

систему диафрагм *А*, *Б* и *В* диаметрами 2 мм попадал на кремниевую мишень *О* толщиной 0,2 мг см$^{-2}$. Разброс энергий протонов в пучке составлял 0,05%. Протоны, рассеянные в телесном угле $4 \cdot 10^{-4}$ стр ядрами мишени,

регистрировались кристаллом CsJ толщиной 0,5 мм и фотоумножителем ФЭУ-25. Ток первичного пучка измерялся при помощи Фарадеева цилиндра *Д* и интегратора тока.

Мишень изготавливалась методом испарения в вакууме кремния естественного изотопического состава из углеродного тигля на полированную подложку из нержавеющей стали. Кремниевая пленка отделялась от подложки; в результате получалась свободная кремниевая мишень. Толщина мишени оценивалась из опыта по рассеянию протонов под малыми углами, где основной вклад в сечение вносит кулоновское рассеяние.

2. Результаты экспериментов

Исследование упругого рассеяния протонов ядрами Si^{28} производилось под углами 75°, 90°, 125,5° и 151° в системе центра масс (ц. м.) в интервале

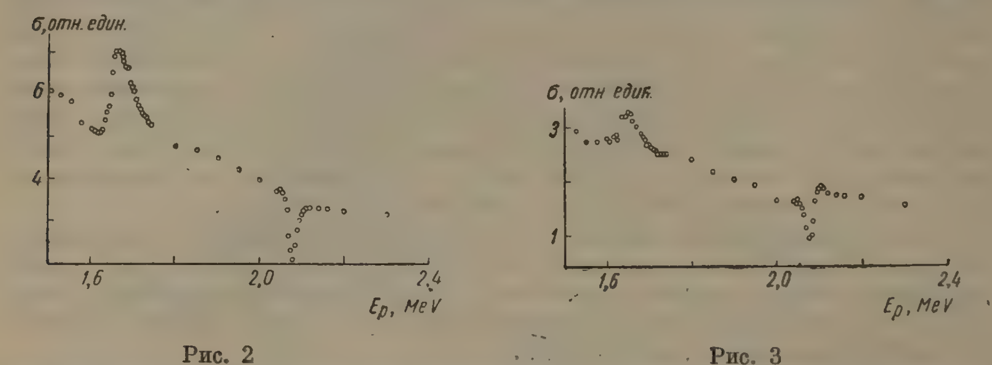


Рис. 2 Рис. 3

Рис. 2. Зависимость относительного сечения упругого рассеяния от энергии налетающих протонов при $\theta = 75°$

Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $\theta = 90°$

энергий протонов 1,5÷3,1 MeV. Так как толщина мишени не определялась независимым способом, сечение рассеяния приводится в относительных единицах (рис. 2—5).

Из приведенных рисунков видно, что в сечении рассеяния p—Si^{28} наблюдаются хорошо выраженные резонансы при энергиях протонов 1,65 и 2,08 MeV с полуширинами 50 и 14 keV. На рис. 5 виден третий резонанс, простирающийся на верхний предел исследованного интервала энергий.

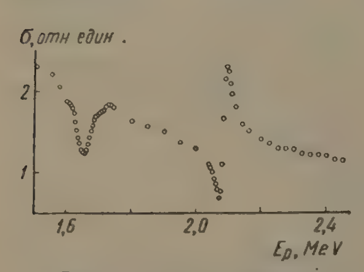


Рис. 4. То же, что на рис. 2, при $\theta = 125,5°$

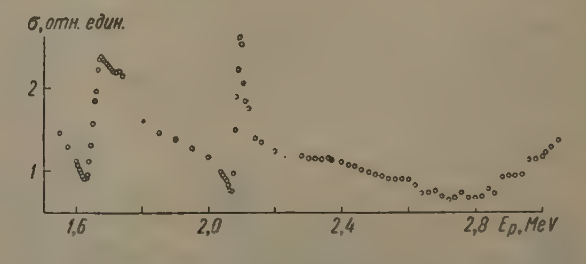


Рис. 5. То же, что на рис. 2, при $\theta = 151°$

При энергиях протонов около 1,75 MeV (рис. 4 и 5) в сечении наблюдается некоторый аномальный ход. Он связан с резонансным рассеянием протонов ядрами C^{12}[2], которые загрязняли мишень в процессе испарения кремния из углеродного тигля. Оценки показали, что содержание углерода в мишени не превосходит 3%.

Полученные результаты были использованы для определения спинов,

четностей, приведенных ширин уровней 4,31 и 4,73 MeV ядра P^{29}, связанных с двумя первыми резонансами.

Анализ сечения около 2,9 MeV не производился.

3. Анализ результатов

Сечение упругого рассеяния на ядрах со спином нуль дается выражением [3]

$$\sigma(\theta, E) = \lambda\!\!\!^{-2}(|A|^2 + |B|^2), \tag{1}$$

где

$$\left.\begin{aligned} A(\theta, E) = -\frac{1}{2}\eta \operatorname{cosec}^2\frac{\theta}{2}\exp\left(i\eta\ln\operatorname{cosec}^2\frac{\theta}{2}\right) + \\ + \sum_{l=0}^{\infty}[(l+1)\exp(i\alpha_l + i\delta_l^+)\sin\delta_l^+ + l\exp(i\alpha_l + i\delta_l^-)\sin\delta_l^-]P_l(\cos\theta) \\ B(\theta, E) = i\sin\theta\sum_{l=1}^{\infty}P'(\cos\theta)\,e^{i\alpha_l}[\sin\delta_l^-\exp(i\delta_l^-) - \sin\delta_l^+\exp(i\delta_l^+)]; \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

$$\eta = \frac{ze^2}{\hbar v}; \quad \lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{mv}; \quad P'(\cos\theta) = \frac{d[P_l(\cos\theta)]}{d[\cos\theta]};$$

$$\alpha_l = 2\sum_{s=1}^{l}\operatorname{arctg}\eta/s \text{ для } l > 0; \ \alpha_0 = 0;$$

$\delta_l^{\pm}$ — фазовые сдвиги l-й парциальной волны, рассеянной в состояниях с полным моментом $I = l \pm \frac{1}{2}$; Z — заряд ядра мишени, m — приведенная масса системы; θ — угол рассеяния в системе центра масс.

Согласно теории Вигнера — Айзенбада [4], фазовые сдвиги вблизи резонансов могут быть представлены в виде

$$\delta_l^{\pm} = -\operatorname{arctg}\left(\frac{F_l}{G_l}\right)_{r=a} + \operatorname{arctg}\left[\frac{k\gamma_\lambda^2 / A_l^2}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E}\right]_{r=a}, \tag{3}$$

где F_l и G_l — кулоновские регулярные и нерегулярные функции; γ_λ^2 — приведенная ширина уровня λ; E_λ — его характеристическая энергия;

$$\Delta_\lambda = -\left[\frac{k\gamma_\lambda^2}{\rho}\left(\frac{\rho}{A_l^2}\frac{dA_l}{d\rho} + 1\right)\right]_{\rho=ka};$$

$$A_l^2 = F_l^2 + G_l^2; \quad k = \frac{mv}{\hbar};$$

a — радиус взаимодействия, который обычно принимается одинаковым для всех парциальных волн и равным $1{,}45\,[A^{1/3} + 1]\cdot 10^{-13}$ см.

При выбранном параметре взаимодействия задача анализа состоит в определении значений l, I и γ_λ^2 таким образом, чтобы вычисленные по формулам (1), (2) и (3) сечения хорошо совпадали с экспериментальными результатами.

Приведенная ширина уровня γ_λ^2 связана с шириной, наблюдаемой на опыте, Γ_λ, выражением

$$\frac{1}{2}\Gamma_\lambda = \left(\frac{k\gamma_\lambda^2}{A_l^2}\right)_{r=a}. \tag{4}$$

Из соотношения Вигнера $\gamma_\lambda^2 \leqslant \frac{3\hbar^2}{2ma}$ и выражения (4) следует неравенство

$$\frac{1}{2}\Gamma_\lambda \leqslant \frac{3\hbar^2 k}{2maA_l^2}. \tag{5}$$

Это неравенство позволяет определить максимальное значение орбитального момента l, который может быть связан с резонансом шириной Γ_λ.

Полученные на опыте значения ширин Γ_λ для резонансов 1,65, 2,08 MeV и неравенство (5) позволили установить, что первый резонанс связан с $l < 2$, а второй с $l \leqslant 3$.

Из выражений (1) и (2) видно, что, если резонанс связан с одним уровнем, то под углом 90° сечение рассеяния имеет почти симметричный максимум лишь для нечетных l. Наоборот, наличие минимума указывает, что соответствующий резонанс связан с четным l.

Результаты измерений под углом 90° показывают, что резонанс при 1,65 MeV связан с нечетным значением орбитального момента, которое

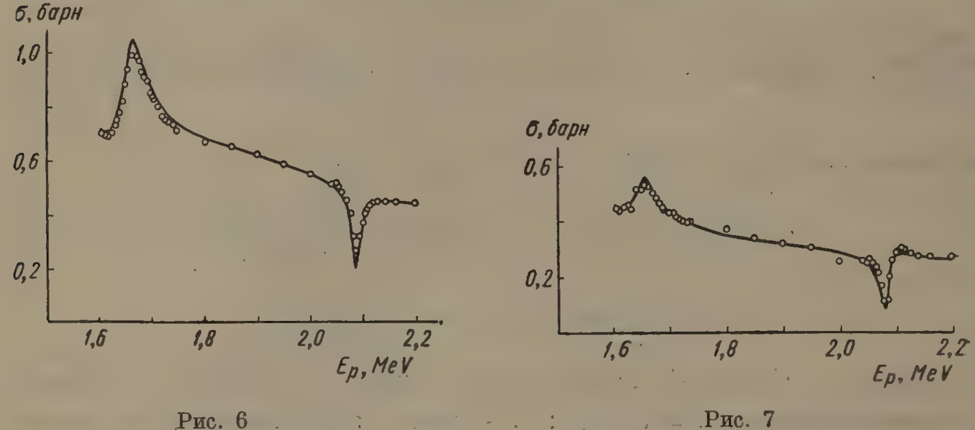


Рис. 6 Рис. 7

Рис. 6. Сравнение экспериментальных и расчетных данных при $\theta = 75°$

Рис. 7. То же, что на рис. 6, при $\theta = 90°$

к тому же должно удовлетворять условию $l < 2$. Следовательно, первый резонанс связан с $l = 1$, и соответствующий ему уровень имеет отрицательную четность.

Аналогичные рассуждения приводят к заключению, что резонанс при 2,08 MeV связан с четным l, причем l может быть 0 или 2. Значение $l = 2$ отвергается при рассмотрении формы резонанса под углом 125,5°. Для этого угла второй полином Лежандра P_2 (cos θ) близок к нулю. Если бы рассматриваемый резонанс был связан с $l = 2$, то, согласно (1) и (2), сечение имело бы почти симметричный максимум. На опыте этого не наблюдается (рис. 4). Остается предположить, что резонанс при 2,08 MeV связан с $l = 0$ и соответствующее ему возбужденное состояние ядра P^{29} имеет характеристику $1/2^+$.

Таким образом, описанный выше качественный анализ приводит к заключению, что уровень 4,31 MeV может обладать спином и четностью $3/2^-$ или $1/2^-$; спин и четность уровня 4,73 MeV определены однозначно: $1/2^+$. Для однозначного определения спина уровня 4,31 MeV необходимо детальное сравнение расчетных кривых с результатами эксперимента.

При помощи графического метода [5] было установлено, что экспериментальные кривые достаточно хорошо воспроизводятся теоретически, если в качестве приведенной ширины γ_λ^2 для первого уровня принять $2{,}23 \cdot 10^{-13}$ MeV см, а для второго — $0{,}13 \cdot 10^{-13}$ MeV см, и что первый уровень имеет характеристику $3/2^-$.

Эти данные были использованы для вычисления сечения рассеяния p — Si^{28} в области энергий 1,6—2,2 MeV по формулам (1), (2) и (3) без каких-либо дополнительных предположений о зависимости фаз от энергии.

Так как в опытах использовалась мишень толщиной около 20 keV, то для сравнения экспериментальных данных с расчетными последние

предварительно усреднялись по толщине мишени:

$$\bar{\sigma}(E)=\frac{1}{\Delta E}\int\limits_{E}^{E-\Delta E}\sigma(E)dE$$

где $\sigma(E)$ — вычисленное нами сечение рассеяния p — Si^{28}; ΔE — потери энергии протона в мишени.

Результаты вычислений представлены на рис. 6—9 сплошными линиями. Здесь же точками показаны экспериментальные результаты; пунктиром на рис. 9 показана кривая, вычисленная в предположении, что уровень 4,31 MeV имеет характеристику $1/2^-$. Видно, что эта кривая плохо соответствует эксперименту и исключает возможность состояния $1/2^-$.

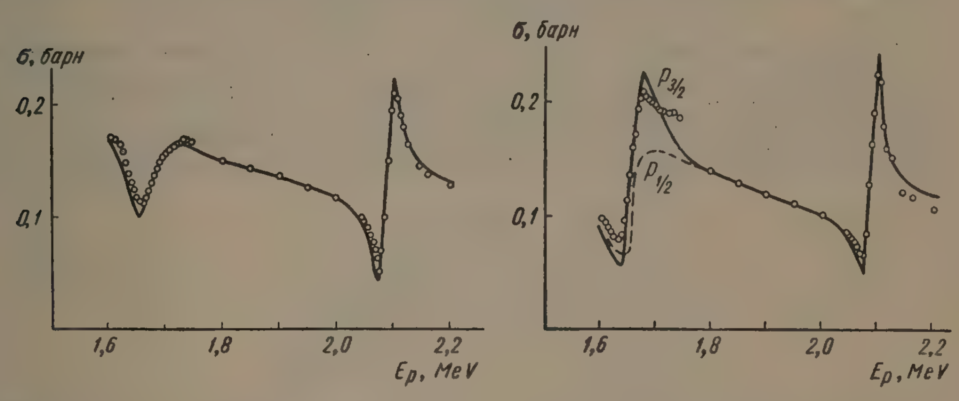


Рис. 8. То же, что на рис. 6, при $\theta = 125{,}5°$ Рис. 9. То же, что на рис. 6, при $\theta = 151°$

Максимальное расхождение между экспериментальными точками и сплошными кривыми не превышает 25%. Это расхождение допустимо, так как в опытах использовалась кремниевая мишень естественного изотопического состава (92% Si^{28}), которая содержала примесь углерода (3%). Кроме того, на результаты измерений в области острых минимумов и максимумов оказывало влияние то, что в опытах использовались мишени значительной толщины.

Различие расчетной кривой и экспериментальных точек для энергии около 2,2 MeV (рис. 9) связано, по-видимому, с тем обстоятельством, что фаза δ_0 ведет себя несколько иначе, чем это следует из формулы (3). Для угла 151° сечение очень чувствительно к δ_0-фазе. Для полного согласования данных следует увеличить δ_0 всего на 4°. Такое изменение фазы практически не сказывается на результатах расчета для других углов рассеяния.

Выводы

Экспериментально найденные полуширины резонансов оказались равными 50 и 14 keV, соответственно, что существенно отличается от значений 60 и 25 keV, приведенных в работе [1]. Отсутствие каких-либо подробностей в [1] не позволяет обсудить причины такого расхождения.

Результаты фазового анализа приведены в следующей таблице ($a = 5{,}86\cdot 10^{-13}$ см):

E_p, MeV	Энергия уровня, MeV	Ширина уровня, keV, в сист. ц. м.	Спин и четность уровня	Приведенная ширина γ_λ^2, MeV см	Отношение $\gamma^2_\lambda/3\hbar^2/2ma$
1,65	4,31	48	$\frac{3^-}{2}$	$2{,}23\cdot 10^{-13}$	0,2
2,08	4,73	13,5	$\frac{1^+}{2}$	$0{,}13\cdot 10^{-13}$	0,01

Отношения приведенных ширин уровней к величине $\frac{3\hbar^2}{2ma}$ показывают, что уровень 4,31 Mev является, по-видимому, одночастичным, а уровень 4,73 MeV связан с более сложным механизмом возбуждения.

Приведенные в данной работе сведения относительно спинов и четностей исследованных уровней подтверждаются полученными нами предварительными результатами измерения поляризации протонов при упругом рассеянии p — Si^{28}.

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Olness J. W., Heaberli W., Liwis H. W., Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, *1*, 34 (1957).
2. Jackson H. L., Galonsky A. J., Phys. Rev., **89**, 370 (1953).
3. Lepore J., Phys. Rev., **79**, 137 (1951).
4. Wigner E. P., Eisenbud L., Phys. Rev., **72**, 29 (1947).
5. Laubenstain R. A., Laubenstain M. J. W., Phys. Rev., **84**, 18 (1951).

Ш. САЛАИ и Д. БЕРЕНИ

β-СПЕКТРОМЕТР ТОРОИДАЛЬНО-СЕКТОРНОГО ТИПА

Это краткое сообщение касается построенного в Институте ядерных исследований Венгерской Академии наук тороидального спектрометра. Первое сообщение о строительстве этого спектрометра было опубликовано Хорватом [1].

Рис. 1 изображает принцип фокусировки спектрометра. Сердечник тороидной катушки представляет собой кольцо, разделенное на 42 сегмента при помощи 42 зазоров с параллельными стенками. На рисунке показан профиль железных сегментов и путь электронов в спектрометре.

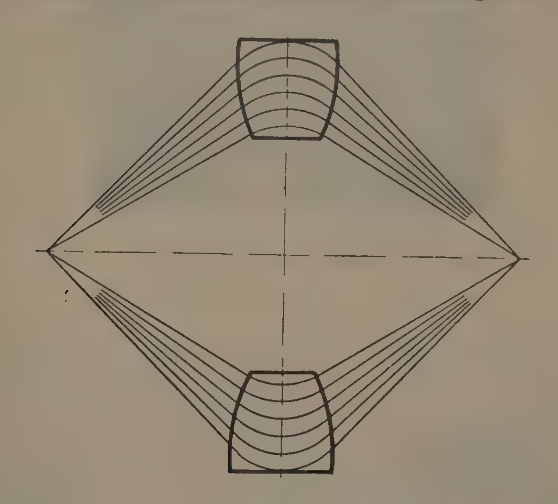


Рис. 1. Принцип фокусировки в спектрометре тороидально-секторного типа

Магнитное поле перпендикулярно к плоскости рисунка. Линии полюсов в месте вступления и выхода электронов — кривые. При правильном построении этих кривых оказалось возможным избежать сферической аберрации линзы.

Магнитная катушка охватывает сегменты сердечника так, чтобы зазоры оставались свободными для прохождения электронов. Весь спектрометр помещен в вакуумной камере (рис. 2). На одной стороне спектрометра на оси симметрии помещается держатель источника, на другой стороне — симметрично — кристалл антрацена, соединенный с катодом фотоумножителя.

Исследование фокусирующих свойств производилось при помощи рентгеновской пленки Agfa Texo-R и изотопов Th(B + C) и Cs^{137}.

На основании наших предварительных измерений, проведенных с Cs^{137}, относительная полуширина линии составляет приблизительно 3—4%, а светосила — 2,5%.

Эти данные соответствуют свойствам обычных магнитных линз. Однако наш спектрометр обладает и некоторыми новыми ценными свойствами, а именно:

1. В месте нахождения источника и детектора, как показали измерения, магнитное поле отсутствует.

2. В работе спектрометра используются малые токи (не больше 3 А, т. е. на один порядок меньше, чем в магнитных линзах).

3. Конструкция не требует диафрагмы, разделяющей электроны от позитронов.

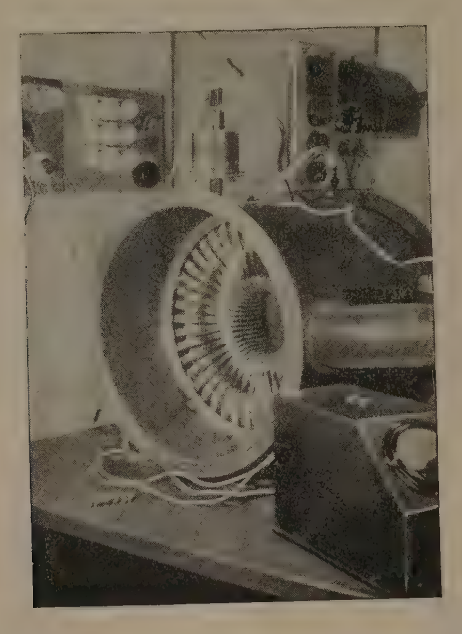


Рис. 2. Размещение тороидной катушки в вакуумной камере

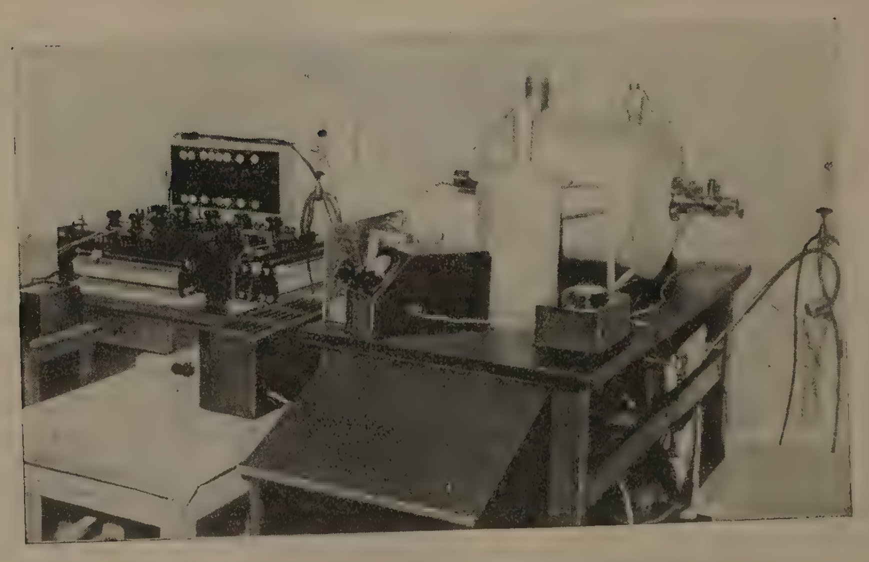


Рис. 3. Общий вид спектрометра

Упомянутые выше свойства, а в особенности первое, делают этот тип β-спектрометра удобным для изучения $\beta - \gamma$-, $e^- - \gamma$- и $e^- - \beta$-совпадений. Изготовление и юстировка соответствующих приборов уже начаты в нашем институте. На рис. 3 изображен прибор в целом.

Институт ядерных исследований
Венгерской Академии наук

Цитированная литература

1. Horváth J. I., Experientia, 5, 112 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

М. П. АВОТИНА и О. И. СУМБАЕВ

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИЙ γ-ЛИНИЙ 1,17 и 1,33 MeV Co^{60}; 482 keV Hf^{181}; 158 и 208 keV Au^{199}

Основным источником ошибок, возникающих при измерениях длин волн (энергий) на двухметровом кристалл-дифракционном спектрометре ВНИИМ [1, 2], были упругие и неупругие деформации частей, образующих измерительный треугольник (Δ *COB*, рис. 1). Изгибы стержня *OB*, передающего движение от каретки кристалла *6* к кристаллу *2*, приводили к статистическому разбросу результатов измерений со средней квадратичной ошибкой порядка 0,18 mÅ. Еще более существенной была опасность возникновения за счет деформаций отклонений шкалы спектрометра

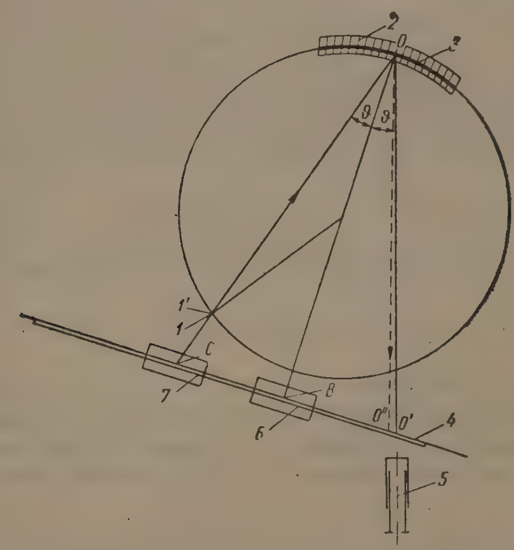


Рис. 1. Принципиальная схема синусного механизма с оптическим отсчетным устройством: *1* и *1'* — положение источника и перекрестия, *2* — изогнутый кристалл, *3* — сферическое зеркало, *4* — стеклянная шкала, *5* — окулярный микрометр, *6* —каретка кристалла, *7* — каретка источника

от линейности (изменение коэффициента k в соотношении $\lambda = k2l$, связывающем длину волны γ-излучения с расстоянием $CB=l$ между каретками источника и кристалла).

Для того чтобы исключить влияние деформируемых механических связей, была осуществлена оптическая система отсчета.

Принципиальная схема оптического отсчетного устройства приведена на рис. 1. Прозрачная стеклянная шкала *4* жестко связана с кареткой источника *7* и находится в поле зрения микроскопа с окулярным микрометром *5*, позволяющим производить отсчет с точностью до 0,01 мм.

Над источником γ-излучения *1* расположено освещенное специальной лампой перекрестие 1′, изображение которого проектируется сферическим зеркалом *3*, жестко связанным с кристаллодержателем изогнутого кристалла *2*, на шкалу в поле зрения микроскопа *5*. Синусный механизм прибора построен так (см. [1]), что расстояние $CB=O'B=l$. При идеальной работе этого механизма и абсолютной жесткости тяги OB, связывающей кристалл *2* с кареткой кристалла *6*, изображение перекрестия должно оставаться неподвижным относительно микроскопа. Практически перекрестие несколько смещается, оставаясь в поле зрения. При этом расстояние CO′, отсчитываемое по положению изображения на шкале, является непосредственной мерой угла падения ϑ.

Ошибки, связанные с деформацией и неточностями работы синусного механизма, при этом почти полностью исключаются.

Таблица 1

Результаты измерений энергии γ-линии 412 keV Au ^{198}($2\bar{l}$ = 51.145 мм)

№ п/п	$2l$	$2\bar{l}-2l$
1	51,146	—0,001
2	51,151	—0,006
3	51,145	0,0
4	51,135	+0,010
5	51,147	—0,002
6	51,146	—0,001
7	51,145	0,0
8	51,139	—0,006
9	51,152	—0,007
10	51,148	+0,002

В табл. 1 приведены результаты измерений линии 412 keV Au^{198}, энергия которой в настоящее время известна с большой точностью и которая использовалась для определения постоянной k прибора. Как следует из таблицы, средняя квадратичная ошибка измерений составляет $\pm$ 0,005 мм (0,006 m Å), что говорит о хорошей повторяемости результатов.

Принимая для длины волны линии 412 keV и Au^{198} значение $\lambda=30,105\pm$ $\pm 0,003$ mÅ, полученное на кристалл-дифракционном спектрометре Дюмонда [3], находим постоянную k нашего прибора:

$$k=\frac{\lambda}{2l}=0,58862\pm0,00007\ \text{mÅ мм}^{-1}.$$

Таблица 2

Результаты измерения энергий γ-линий 1,33 MeV Co^{60} ($2\bar{l}$ = 15,803 мм)

$2l$	$2\bar{l}-2l$
15,802	+0,001
15,803	0,0
15,804	—0,001
15,804	—0,001
15,802	+0,001

Таблица 3

Результаты измерения энергий γ-линий 1,17 MeV Co^{60} ($2\bar{l}$ = 17,946 мм)

$2l$	$2\bar{l}-2l$
17,942	+0,004
17,950	—0,004
17,945	+0,001
17,944	+0,002
17,949	—0,003

В табл. 2, 3 и 4 приведены результаты измерений длин волн линий 1,17 и 1,33 MeV Co^{60} и 482,0 keV Hf^{181}. Полученные значения длин волн для Co^{60} таковы:

$$\lambda_{1,17}=10,5628\pm0,0023\ \text{mÅ};\quad E_{1,17}=1173,7\pm0,3\ \text{keV};$$
$$\lambda_{1,33}=9,3008\pm0,0020\ \text{mÅ};\quad E_{1,33}=1333,0\pm0,3\ \text{keV};$$
$$\lambda_{0,482}=25,720\pm0,0030\ \text{mÅ};\quad E_{0,482}=482,03\pm0,10\ \text{keV}^{*}.$$

Эти данные хорошо согласуются с наиболее точными из известных ранее [4,5].

* Все приведенные ошибки — средние квадратичные

Линии 158 и 208 keV Au^{199} лежат за пределами диапазона, в котором могут производиться измерения при помощи оптического отсчетного устройства (240—1500 keV). Отсчет в этом случае производился путем измерения положения кареток источника и кристалла по калиброванным миллиметровым шкалам. Однако возможные систематические ошибки, связанные с отмеченными выше деформациями измерительного треугольника, могли быть почти полностью исключены.

Таблица 4

Результаты измерения энергий γ-линии 482,0 keV Hf^{181} ($2\bar{l}$=43,696мм)

$2l$	$2\bar{l}-2l$
43,689	+0,007
43,700	—0,004
43,699	—0,003
43,695	+0,001

Таблица 5

Результаты измерения энергий линий Au^{199}, keV

[6]	[7]	[8]	Наши данные
159	158	159	158,27±0,35
209	208	208	208,17±0,12

Au^{199} получилось при облучении тепловыми нейтронами Au^{197} за счет двойного последовательного захвата нейтронов:

$$Au^{197}\,(n\gamma)\,Au^{198}\,(n\gamma)\,Au^{199}.$$

Линии Au^{199} присутствовали одновременно с интенсивной линией 412 keV Au^{198}, используемой в качестве репера. Второй и третий порядки этой линии давали реперные точки при энергиях, составляющих точно 1/2 и 1/3 от основной, что позволяло выявить и исключить возможные нелинейности.

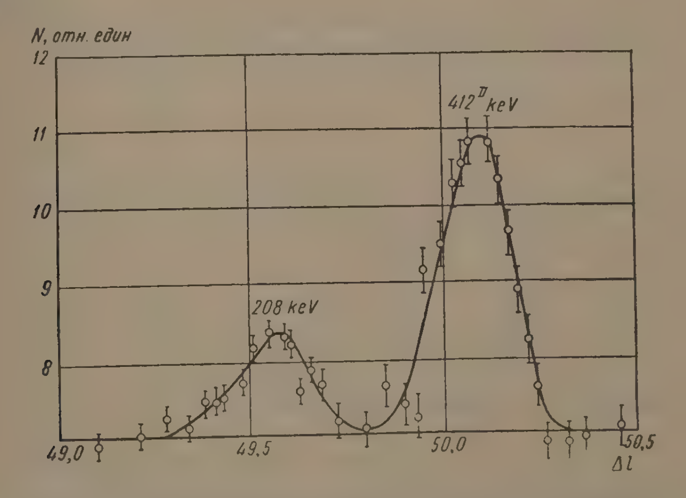


Рис. 2. Участок экспериментального спектра с линиями 208 keV Au^{199} и 412 keV Au^{198} (во втором порядке). По оси абсцисс отложены деления шкалы спектрометра, пропорциональные длине волны

На рис. 2 приведены линии 208 keV Au^{199} и 412 keV Au^{198} во втором порядке $\left(E_{эфф}=\frac{E_{412}}{2}\approx 206\ \text{keV}\right)$. Разность длин волн составляет лишь

$$\Delta\lambda = 0{,}647 \pm 0{,}035\ \text{mÅ},$$

и ошибка, которая могла бы быть внесена за счет возможной нелинейности, на 2—3 порядка меньше указанной.

В табл. 5 представлены полученные нами энергии линий Au^{199} и данные других авторов. Приведенные ошибки суть средние квадратичные и учитывают лишь случайные отклонения. Однако на основании изложенного выше можно ожидать, что систематические ошибки невелики и не выходят за пределы указанных.

Авторы благодарны В. С. Степанову, руководившему разработкой конструкции оптического отсчетного устройства.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии им. Д. И. Менделеева

Цитируемая литература

1. Лукирский П. И., Сумбаев О. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 903 (1956).
2. Сумбаев О. И., Измерит. техника, № 2 (1957).
3. Muller D. E., Hoyt H. C., Klein D. I., Du-Mond J. W. H., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
4. Lindstrom G., Hedgran A., Alburger D., Phys. Rev., 89, 1303 (1953).
5. Boehm F., Marmier P., Phys. Rev., 103, 343 (1956).
6. Sherk P. H., Hill R. D., Phys. Rev., 83, 1097 (1951).
7. Siegbahn K. reported in Siegbahn H. Commemorative Volume, p. 199.— Upsala, 1951.
8. Cork J. H., Le Blanc J. M., Stumpf F. B., Nester W. H., Phys. Rev., 86, 415 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. МУХТАРОВ и Ю. С. ПЕРОВ

РАССЕЯНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

1. Поляризационные эффекты при рассеянии электронов и позитронов на электронах рассматривались в [1—3], где были найдены эффективные сечения для рассеяния поляризованного электрона и позитрона на поляризованном электроне без учета поляризации рассеянной частицы и для рассеяния поляризованного электрона на неполяризованном с учетом поляризации после рассеяния, а также степень поляризации рассеянного электрона для последнего случая.

В настоящей работе получены несколько более общие выражения для эффективных сечений, содержащие, наряду с начальными спиновыми характеристиками обеих частиц, также и конечное значение спина. Кроме того, найдена поляризация частиц после рассеяния. В работе рассматривались лишь продольно-поляризованные частицы (т. е. принималась во внимание лишь проекция спина на направление движения). Вычисление матричных элементов с учетом спина было проведено по методу, изложенному в [4].

2. При рассеянии электрона на электроне в первом неисчезающем приближении для эффективного сечения получается выражение

$$d\sigma = \frac{\alpha^2 K^2}{8k^4 \sin^4\theta}\,(f_1 + s_1 s_2 f_2 + s_1 s' f_3 + s_2 s' f_4)\,d\Omega, \tag{1}$$

где

$$f_1 = 1 + 2\beta^2 + 6\beta^4 + 3\,(1 + 2\beta^2 - \beta^4)\cos^2\theta + \beta^4\cos^4\theta,$$

$$f_2 = 1 + 2\beta^2 + 4\beta^4 - (1 + 5\beta^4)\cos^2\theta - \beta^2\,(2 - \beta^2)\cos^4\theta,$$

$$f_3 = 2\,(1 + \beta^2)\,[\beta^2\,(2 + \cos\theta) + (1 - \beta^2)\cos^2\theta + \cos^3\theta],$$

$$f_4 = 2\,(1 + \beta^2)\,[\beta^2\,(2 - \cos\theta) + (1 - \beta^2)\cos^2\theta - \cos^3\theta].$$

Здесь $\beta = \frac{v}{c}$, $\hbar\mathbf{k}$ — импульс, $c\hbar K$ — энергия, s_1 и s_2 (равные ± 1) — проекции спина на направления импульсов $\left(\text{в единицах } \frac{\hbar}{2}\right)$ для электронов до рассеяния, s' — проекция спина на импульс электрона, рассеянного под углом θ. Все величины относятся к системе центра инерции.

Из (1) можно найти степень продольной поляризации частицы после рассеяния:

$$P = \frac{d\sigma\,(s' = 1) - d\sigma\,(s' = -1)}{d\sigma\,(s' = 1) + d\sigma\,(s' = -1)} = \frac{s_1 f_3 + s_2 f_4}{f_1 + s_1 s_2 f_2}. \tag{2}$$

Зависимость поляризации рассеянного электрона от угла рассеяния имеет наиболее простой вид в случае, когда энергия электронов мала и их спины до рассеяния параллельны:

$$P \approx s_1 \cos\theta,$$

а также в крайне релятивистском случае, когда спины первоначально антипараллельны:

$$P \approx s_1,$$

т. е. электроны остаются полностью продольно-поляризованными.

Выражения (1) и (2) применимы и в тех случаях, когда один или оба падающих электрона неполяризованы. Для этого следует формально положить соответствующие значения спина s равными нулю.

3. Рассмотрим рассеяние позитрона на электроне. Эффективное сечение мы будем рассматривать как функцию угла рассеяния позитрона и спина позитрона после рассеяния. Поляризацию после рассеяния мы найдем также для позитрона. Чтобы получить соответствующие выражения, относящиеся к электрону, достаточно заменить все величины, характеризующие позитрон, величинами, характеризующими электрон, и наоборот (в системе центра масс это эквивалентно взаимной замене спинов электрона и позитрона).

Вводя величины

$$F_1 = \frac{1}{(1-\cos\theta)^2}\left[2 + 3\beta^4 + 2\beta^2(2-\beta^2)\cos\theta + \beta^4\cos^2\theta\right] + \frac{1}{1-\cos\theta}\left[\beta^2(-3+2\beta^2) - 2\beta^4(2-\beta^2)\cos\theta - \beta^6\cos^2\theta\right] + \beta^4\left(\frac{3}{2}-\beta^2\right) + \frac{1}{2}\beta^8\cos^2\theta,$$

$$F_2 = \frac{1}{(1-\cos\theta)^2}\left[\beta^2(1+2\beta^2) - 2\beta^4\cos\theta - \beta^2\cos^2\theta\right] + \frac{1}{1-\cos\theta}\left[\beta^2 + 2\beta^6\cos\theta + \beta^4(2-\beta^2)\cos^2\theta\right] - \frac{1}{2}\beta^4 - \beta^6\left(1-\frac{1}{2}\beta^2\right)\cos^2\theta,$$

$$F_3 = \frac{1}{(1-\cos\theta)^2}\left[\beta^2(3+2\beta^2) + 2\cos\theta + \beta^2\cos^2\theta\right] + \frac{1}{1-\cos\theta}\left[-\beta^4 + \beta^2(-3+\beta^4)\cos\theta - \beta^4\cos^2\theta\right] + \beta^4\cos\theta,$$

$$F_4 = \frac{1}{(1-\cos\theta)^2}\left[\beta^2(1+2\beta^2) - 2\beta^4\cos\theta - \beta^2\cos^2\theta\right] + \frac{1}{1-\cos\theta}\left[\beta^4 + \beta^2(1+\beta^4)\cos\theta + \beta^4\cos^2\theta\right] - \beta^4\cos\theta,$$

можно получить для эффективного сечения

$$d\sigma = \frac{\alpha^2 K^2}{16k^4}\left(F_1 + s_1 s_2 F_2 + s_2 s' F_3 + s_1 s' F_4\right) d\Omega. \tag{3}$$

Здесь s_1 характеризует проекцию спина электрона перед рассеянием, s_2 и s' — проекции спина позитрона до и после рассеяния. Заметим, что все спиновые характеристики позитрона (т. е. s_2, s' и P) определены таким же образом как и для электрона.

Из (3) можно получить продольную поляризацию позитрона после рассеяния:

$$P = \frac{s_2 F_3 + s_1 F_4}{F_1 + s_1 s_2 F_2}. \tag{4}$$

Отсюда, в частности, видно, что при малых энергиях поляризация позитрона после рассеяния не зависит от начальной поляризации электрона:

$$P \approx s_2 \cos\theta.$$

Заметим еще, что если энергия частиц велика и спины электрона и позитрона до рассеяния антипараллельны, то рассеянные позитроны остаются полностью поляризованными:

$$P \approx s_2.$$

Формулы (3) и (4) остаются в силе и для случаев, когда электрон или позитрон (или оба они) первоначально неполяризованы, если соответствующие значения проекции спина приравнять нулю.

Авторы выражают благодарность А. А. Соколову за предложенную тему и обсуждение работы и Б. К. Керимову за ценную дискуссию.

Азербайджанский гос. университет им. С. М. Кирова
Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Bincer A., Phys. Rev., 107, 1434 (1957).
2. Ford G., Mullin C., Phys. Rev., 108, 477 (1957).
3. Креснин А. А., Розенцвейг Л. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 353 (1957).
4. Соколов А., Иваненко Д., Квантовая теория поля.— ГИТТЛ, 1952.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. К. КЕРИМОВ и И. М. НАДЖАФОВ

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

1. Одним из основных следствий несохранения четности в слабых взаимодействиях является наличие продольной поляризации у электронов, излучаемых неполяризованными радиоактивными ядрами. Продольная поляризация электронов, испускаемых в β-распаде, недавно была обнаружена экспериментально различными методами (двойное рассеяние, тормозное излучение, моллеровское рассеяние [1—7]). Из этих экспериментов для степени продольной поляризации электронов получено значение $-\frac{v}{c}$. Такая же поляризация для электронов следует из двухкомпонентной теории нейтрино [8—10].

В [11] вычислена степень круговой поляризации в частном случае, когда тормозной фотон излучается параллельно импульсу падающего продольно-поляризованного электрона.

Представляет большой интерес теоретическое исследование процесса тормозного излучения, испускаемого полностью продольно-поляризованным электроном во всей области углов и энергий с учетом состояния поляризации последнего в конечном состоянии.

В данной работе получена формула, определяющая зависимость степени круговой поляризации фотонов тормозного излучения от углов и энергий. Найденная формула для эффективного сечения тормозного излучения представляет собой обобщение известной формулы Бете — Гайтлера с учетом продольной поляризации спина электрона и фотона.

Недавно [5] была обнаружена на опыте частичная круговая поляризация фотонов тормозного излучения, создаваемая электронами от радиоактивного источника $Y^{90} + Sr^{90}$.

2. При квантовомеханическом расчете вероятности различных процессов, связанных с переходом дираковской частицы из начального состояния с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ в конечное состояние с импульсом $\hbar\mathbf{k}$, производится, как правило, усреднение по начальным и суммирование по конечным спиновым состояниям частицы. В этом случае вычисление значений квадратов матричных элементов производится при помощи метода Казимира:

$$\langle\gamma', \gamma\rangle_k \equiv b^+(\mathbf{k})\,\gamma'\, b(\mathbf{k}')\, b^+(\mathbf{k}')\,\gamma\, b(\mathbf{k}) =$$

$$= \frac{1}{8}\, Sp\gamma' \left(1 + \varepsilon' \frac{\vec{\alpha}\mathbf{k}' + \rho_3 k_0}{K'}\right)\gamma\left(1 + \varepsilon\,\frac{\vec{\alpha}\mathbf{k} + \rho_3 k_0}{K}\right), \qquad (1)$$

где γ' и γ являются одной из 16 матриц Дирака.

При использовании формулы (1), естественно, нельзя получить зависимость эффективного сечения рассматриваемых явлений от ориентаций спина частиц.

В 1945 г. Соколовым [12, 13] была разработана теория дираковских частиц с ориентированным спином, которая позволяет найти зависимость

эффективного сечения различных процессов от направлений спинов частиц. Согласно этой теории, квадратичные формы матричных элементов, описывающих переход электрона из состояния ($\mathbf{k}$, s, ε) в состояние ($\mathbf{k}'$, s', ε'), вычисляются при помощи формулы (см. [12], стр. 110):

$$\langle\gamma', \gamma\rangle \equiv b^{+}(\mathbf{k}, s, \varepsilon)\gamma' b(\mathbf{k}', s', \varepsilon') b^{+}(\mathbf{k}', s', \varepsilon')\gamma b(\mathbf{k}, s, \varepsilon) =$$

$$= \frac{1}{16} Sp\, \gamma' \left(1 + \rho_1 \varepsilon' s' \frac{k'}{K'} + \rho_3 \varepsilon' \frac{k_0}{K'}\right)\left(1 + s' \frac{\vec{\sigma}\mathbf{k}'}{k'}\right)\gamma \times$$

$$\times \left(1 + \rho_1 \varepsilon s \frac{k}{K} + \rho_3 \varepsilon \frac{k_0}{K}\right)\left(1 + s \frac{\vec{\sigma}\mathbf{k}}{k}\right). \tag{2}$$

Здесь величина $s = \pm 1$ и $s' = \pm 1$ определяет проекцию удвоенного спинового момента ($\vec{\sigma}$) на направление движения электрона в начальном и конечном состояниях. При $s = 1$ спин направлен по движению, а при $s = -1$ спин направлен против движения электрона (полная продольная поляризация спина электрона в начальном состоянии). Величина $\varepsilon = \pm 1$ и $\varepsilon' = \pm 1$ определяет знак энергии в начальном и конечном состояниях.

Всюду величины со штрихами относятся к конечному состоянию, а без штрихов — к начальному. Если в выражении (2) произвести суммирование по конечным спиновым состояниям ($s' = \pm 1$) и усреднение по начальным ($s = \pm 1$), то получим формулу Казимира (1).

В борновском приближении эффективное сечение тормозного излучения от поляризованного по или против направления движения релятивистского электрона может быть определена следующей формулой (см. [12] (37·16):

$$d\sigma = \frac{Z^2}{\pi^2}\left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{KK'k'\varkappa d\varkappa}{k(\varkappa')^4} S^{+}S\, d\Omega\, d\Omega', \tag{3}$$

где квадрат матричного элемента перехода ($\mathbf{k} \to \mathbf{k}'$) равен

$$S^{+}S = b^{+}(A + \rho_1 \vec{\sigma}\mathbf{B} - i\vec{\sigma}\mathbf{C})\, b' b'^{+} (A^{+} + \rho_1 \vec{\sigma}\mathbf{B}^{+} + i\vec{\sigma}\mathbf{C}^{+})\, b; \tag{4}$$

$$\mathbf{C} = -(R - R')\,[\vec{\varkappa}\mathbf{a}]; \quad \mathbf{B} = -\varkappa(R + R')\,\mathbf{a};$$

$$A = -2(\mathbf{k}'R' - \mathbf{k}R)\,\mathbf{a}; \quad A^{+} = -2(\mathbf{k}'R' - \mathbf{k}R)\,\mathbf{a}^{+};$$

$$R = \frac{1}{2}(K\varkappa - \mathbf{k}\vec{\varkappa})^{-1}; \quad R' = \frac{1}{2}(K'\varkappa - \mathbf{k}'\vec{\varkappa})^{-1} \text{ и т. д.}$$

Здесь $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, $\mathbf{p}' = \hbar\mathbf{k}'$ — импульсы электрона до и после рассеяния, $\hbar\vec{\varkappa}$ — импульс излученного фотона; $\hbar\vec{\varkappa}' = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{k}' - \hbar\vec{\varkappa}$ — импульс, передаваемый ядру; $E = c\hbar K = c\hbar\sqrt{k^2 + k_0^2}$ и $E' = c\hbar K' = c\hbar\sqrt{k'^2 + k_0^2}$ — полная энергия электрона до и после рассеяния; $k_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}$; Z — атомный номер элемента, $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$ и $d\Omega' = \sin\theta'\, d\theta'\, d\varphi'$ — телесные углы электрона до и после рассеяния; $\mathbf{a}$, $\mathbf{a}^{+}$ — амплитуды вектор-потенциала фотонного поля; $b \equiv b(\mathbf{k}, s, \varepsilon)$, $b' \equiv b(\mathbf{k}', s', \varepsilon')$ — спинорные амплитуды Дирака для электрона; ρ_1, $\vec{\sigma}$ — известные матрицы Дирака.

При помощи формул (2), (3) и (4) мы можем вычислить эффективное сечение тормозного излучения продольно-поляризованным ($s = \pm 1$) электроном. Поэтому при вычислении шпуров, входящих в (4), мы будем пользоваться формулой (2).

Для исследования круговой поляризации тормозного излучения необходимо амплитуду **a** вектор-потенциала поля фотонов разбить на две составляющие:

$$\mathbf{a} = \sum_{l=\pm 1} \mathbf{a}_l q_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{l=\pm 1} (\vec{\beta} + il\,[\vec{\varkappa}^0 \vec{\beta}])\, q_l, \tag{5}$$

где

$$\vec{\beta} = \frac{[\vec{\varkappa}^0 \mathbf{j}]}{\sqrt{1-(\vec{\varkappa}^0 \mathbf{j})^2}}, \tag{6}$$

$$q_{l'}^{+} q_l = 0, \quad q_l q_{l'}^{+} = \delta_{ll'}, \quad l,\ l' = 1,\ -1;$$

здесь $\vec{\varkappa}^0 = \frac{\vec{\varkappa}}{\varkappa}$ — единичный вектор направления вылета тормозного фотона, **j** — единичный вектор произвольного направления. При $l = 1$ будем иметь тормозное излучение, обладающее правой круговой поляризацией (спин фотона направлен по его движению), а при $l = -1$ — левой (спин фотона направлен против его движения).

При помощи формул (5) и (6) легко доказать следующие соотношения:

$$\vec{\varkappa}^0 \mathbf{a}_l = \vec{\varkappa}^0 \mathbf{a}_l^{+} = 0, \quad \mathbf{a}_l \mathbf{a}_{l'}^{+} = \delta_{ll'}$$

$$[\vec{\varkappa}^0 \mathbf{a}_l] = -il\,\mathbf{a}_l, \quad [\mathbf{a}_l \mathbf{a}_{l'}^{+}] = -il\vec{\varkappa}^0 \delta_{ll'}$$

$$(\mathbf{F}_1 \mathbf{a}_l)(\mathbf{F}_2 \mathbf{a}_l^{+}) = \frac{1}{2} \{\mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2 - (\vec{\varkappa}^0 \mathbf{F}_1)(\vec{\varkappa}^0 \mathbf{F}_2) - il\vec{\varkappa}^0\,[\mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2]\}, \tag{7}$$

где $\mathbf{F}_1$ и $\mathbf{F}_2$ — любые векторы, которыми мы воспользуемся в дальнейшем.

Законы сохранения имеют вид

$$K - K' - \varkappa = 0, \quad \mathbf{k} - \mathbf{k}' - \vec{\varkappa} - \vec{\varkappa}' = 0. \tag{8}$$

Если вектор $\vec{\varkappa}$ направлять по оси z, то

$$\varkappa'^2 = k^2 + k'^2 + \varkappa^2 - 2\vec{\varkappa}\mathbf{k} + 2\vec{\varkappa}\mathbf{k}' - 2\mathbf{k}\mathbf{k}',$$

$$\cos\theta = \frac{\vec{\varkappa}\mathbf{k}}{\varkappa k}, \quad \cos\theta' = \frac{\vec{\varkappa}\mathbf{k}'}{\varkappa k'}, \tag{9}$$

$$\frac{\mathbf{k}\mathbf{k}'}{kk'} = \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi' - \varphi).$$

Учитывая (2) и (5), мы для эффективного сечения тормозного излучения продольно-поляризованного релятивистского электрона получаем следующее выражение после суммирования по конечным спиновым состояниям электрона ($s' = \pm 1$):

$$\sum_{s'=\pm 1} d\sigma_{ss'l} = d\sigma_{sl} = \frac{1}{2}\sigma_{\text{Б-Г}}(\theta, \theta')\, d\Omega\, d\Omega' + ls\sigma(\theta, \theta')\, d\Omega\, d\Omega', \tag{10}$$

где

$$\sigma(\theta, \theta') = \frac{Z^2}{\pi^2}\left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'\,d\varkappa}{4k^2\varkappa(\varkappa')^4}\Big\{\frac{k^2\sin^2\theta}{\Delta^2}(Kk\varkappa\cos\theta + Kk'\varkappa\cos\theta' - K\varkappa^2 + \varkappa k_0^2) +$$

$$+ \frac{k'^2\sin^2\theta'}{(\Delta')^2}(Kk\varkappa\cos\theta + Kk'\varkappa\cos\theta' + K\varkappa^2 - \varkappa k_0^2) -$$

$$-2\frac{f(\theta,\theta')}{\Delta\Delta'}(Kk\varkappa\cos\theta + Kk'\varkappa\cos\theta') + \frac{k^2\sin^2\theta - k'^2\sin^2\theta'}{\Delta\Delta'}\varkappa(\varkappa K - k_0^2) -$$

$$-\varkappa k_0^2 f(\theta, \theta)\left(\frac{1}{\Delta^2} - \frac{1}{(\Delta')^2}\right) + \frac{(k'^2)\sin^2\theta' - k^2\sin^2\theta}{\Delta^2\Delta'}\varkappa^2 k_0^2\Big\}; \tag{11}$$

здесь

$$\Delta = K - k\cos\theta, \quad \Delta' = K' - k'\cos\theta',$$

$$f(\theta, \theta') = \mathbf{k}\mathbf{k}' - kk'\cos\theta\cos\theta' = kk'\sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi' - \varphi). \tag{12}$$

Формула (10) и (11) характеризует не только спектрально-угловое распределение, но также и поляризацию ($l = \pm 1$) тормозного фотона, возникающего в произвольном направлении от продольно-поляризованного ($s = \pm 1$) релятивистского электрона. Если усреднить выражение (10) по начальным спиновым состояниям электрона ($s = \pm 1$), то член, пропорциональный ls, исчезает, и мы получим известное выражение Бете — Гайтлера $\sigma_{Б-Г}(\theta, \theta')$ для тормозного излучения.

Таким образом, из формулы (10) видно, что только лишь поляризованные по или против направления движения электроны могут создать тормозные фотоны, обладающие круговой поляризацией ($l = \pm 1$).

В случае, когда электрон излучает вперед в направлении своего движения $\left(\theta \to 0,\ \cos\theta = \frac{\vec{\varkappa}\mathbf{k}}{\varkappa k} \to 1\right)$, из (10) имеем, после интегрирования по телесному углу $d\Omega'$, выражение

$$\underset{\theta\to 0}{d\sigma_{sl}} = \frac{Z^2}{2\pi}\left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3 \frac{k'\,d\varkappa}{k\varkappa}\left[(1 + sl)\,\Phi_1(\varkappa, K, K') + \Phi_2(\varkappa, K, K')\right]. \tag{13}$$

Степень круговой поляризации тормозного излучения определяется формулой

$$P = \frac{(d\sigma_{sl})_{l=1} - (d\sigma_{sl})_{l=-1}}{(d\sigma_{sl})_{l=1} + (d\sigma_{sl})_{l=-1}} = s\left[1 + \frac{(KK' + K'k + k_0^2)\,I_2 - kk'I_1}{\varkappa\left((K + k)\,I_2 + \frac{K - k + \varkappa}{K - k}k'I_1\right)}\right]^{-1}, \tag{14}$$

где

$$\Phi_1(\varkappa, K, K') = \varkappa(K + k)\,I_2 + \frac{\varkappa k'(K - k + \varkappa)}{K - k}I_1,$$

$$\Phi_2(\varkappa, K, K') = (KK' + k_0^2 + K'k)\,I_2 - kk'I_1;$$

$$I_2 = \frac{k_0^2 - KK'}{2k'k^3(K - k)^3}\ln\frac{(k - \varkappa - k')^2(K' + k')}{(k - \varkappa + k')^2(K' - k')} - \frac{1}{k^2(K - k)^2},$$

$$I_1 = \frac{1}{2(k')^2(k - \varkappa)^2}\ln\frac{k - \varkappa - k'}{k - \varkappa + k'} - \frac{k_0^2}{4k^2(k')^2(K - k)^2}\ln\frac{(k - \varkappa - k')^2(K' + k')}{(k - \varkappa + k')^2(K' - k')} - \left[2kk'(k - \varkappa)(K - k)\right]^{-1}. \tag{15}$$

Из (14) видно, что при $\varkappa \to 0$ поляризация $P \to 0$ и с ростом $\varkappa$ P быстро возрастает, достигая своего максимального значения при $\varepsilon_ф = c\hbar\varkappa = E - m_0c^2$. Принимая во внимание, что $\lim\limits_{k'\to 0}\frac{k'I_1}{I_2} = k_0$ из (15), находим для максимальной поляризации значение

$$P_{\max} = \lim_{k'\to 0} P = s\left[1 + \frac{(K - k)(K + k_0)}{(2K - k)(K - k_0)}\right]^{-1}. \tag{16}$$

Отсюда при $s = 1$ мы для $P_{\max}$ имеем значение, которое также недавно было получено в [11]. Как следует из (16), тормозное излучение от продольно поляризованных электронов высоких энергий ($k \gg k_0$) будет обладать полной круговой поляризацией $P_{\max} = s = \pm 1$ (спин фотонов ориентирован по или против их движения).

Интегрируя выражение (10) по $d\Omega'$ для эффективного сечения тормозного излучения в общем случае, находим:

$$\sigma_{sl}(\theta)\,d\Omega = \frac{1}{2}\,d\Omega\int\sigma_{\text{Б-Г}}(\theta,\,\theta')\,d\Omega' + ls\,d\Omega\int\sigma(\theta,\,\theta')\,d\Omega', \tag{17}$$

где

$$\frac{1}{2}\int\sigma_{\text{Б-Г}}(\theta,\,\theta')\,d\Omega' = \frac{Z^2}{16\pi}\left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3\frac{k'}{k}\cdot\frac{d\varkappa}{\varkappa}\left\{\frac{8k_0^2(k_0^2+2K^2)}{k^2\Delta^4}\sin^2\theta - \right.$$

$$-2\,\frac{5K^2+3k_0^2+2KK'}{k^2\Delta^2} - 2\,\frac{k^2-\varkappa^2}{T^2\Delta^2} + \frac{4K'}{k^2\Delta} + \frac{L}{kk'}\left(\frac{4Kk_0^2\,(3\varkappa k_0^2 - K'k^2)}{k^2\Delta^4}\sin^2\theta + \right.$$

$$+\frac{4K^4+4K^2K'^2-2k_0^2\,(7K^2+K'^2-3KK'-k_0^2)}{k^2\Delta^2} + \left.\frac{2\varkappa}{k^2\Delta}(KK'+k^2)\right) +$$

$$\left. + \frac{\varepsilon_0^T}{k'T}\left(4\,\frac{k_0^2}{\Delta^2} - 6\,\frac{\varkappa}{\Delta} - 2\varkappa\,\frac{k^2-\varkappa^2}{\Delta T^2}\right) - 4\,\frac{\varepsilon_0}{k'\Delta}\right\}. \tag{18}$$

$$\int\sigma(\theta,\,\theta')\,d\Omega' = \frac{Z^2}{2\pi}\left(\frac{e^2}{c\hbar}\right)^3\frac{k'}{k^2}\,\frac{d\varkappa}{\varkappa}\left\{-\frac{\varkappa}{k^2\Delta^4}\left[-Kk\,(K^2+2k_0^2)\cos\theta + \right.\right.$$

$$\left. + k^2\,(K^2+k_0^2)\right]\sin^2\theta - K\,\frac{k^2-\varkappa^2}{4T^2\Delta^2} - \frac{\varkappa Kk_0^2}{k^2\Delta^3} + \frac{1}{4k^2\Delta^2}\left[3K^3 - 2K^2K' + \right.$$

$$\left. + k_0^2\,(K-2K')\right] + \frac{L}{kk'}\left[\frac{\varkappa k_0^2K}{2k^2\Delta^4}\,(k\,(3K\varkappa - k^2)\cos\theta - 2\varkappa k^2)\sin^2\theta - \right.$$

$$\left. - \frac{\varkappa^2k_0^4}{2k^2\Delta^3} + \frac{\varkappa}{4k^2\Delta^2}(2K^4+2K^3K'-k_0^2\,(K^2+4KK'-k_0^2)) - \frac{\varkappa\,(K+K')}{4\Delta}\right] +$$

$$\left. + \frac{\varkappa\varepsilon_0^T}{4k'T}\left(-K\,\frac{k^2-\varkappa^2}{\Delta T^2} - \frac{3K}{\Delta} + 2\,\frac{k^2}{\Delta^2}\right)\right\}; \tag{19}$$

здесь

$$T = |\mathbf{k} - \vec{\varkappa}|, \quad \Delta = K - k\cos\theta,$$

$$L = \ln\frac{KK' - k_0^2 + kk'}{KK' - k_0^2 - kk'},$$

$$\varepsilon_0 = \ln\frac{K'+k'}{K'-k'}, \quad \varepsilon_0^T = \ln\frac{T+k'}{T-k'}.$$

Отсюда степень круговой поляризации тормозных фотонов будет определяться следующей формулой:

$$P = s\,\frac{\int\sigma(\theta,\,\theta')\,d\Omega'}{\frac{1}{2}\int\sigma_{\text{Б-Т}}(\theta,\,\theta')\,d\Omega'} \tag{20}$$

В ультрарелятивистском случае зависимость степени круговой поляризации при малых углах $\left(\theta,\,\theta' \sim \frac{m_0c^2}{E}\right)$ от энергии рассеянного электрона E_e' и излученного фотона показана на рис. 1 (кривые *а* и *б*, соответственно).

Зависимость степени круговой поляризации P от $\frac{\varepsilon_\Phi}{E_e} = \frac{\varkappa}{K}$ (ε_Φ — энергия излученного фотона, E_e — полная энергия электрона), вычисленная из (15) для случая, когда спин электрона ориентирован по движению ($s = +1$), приведена на рис. 2 (для различных значений кинетической энергии электрона T_k). Из приведенных кривых видно, что с ростом энергии тормозного фотона поляризация P быстро возрастает. Максимальная поляризация P_{max} растет с увеличением энергии электрона и при $T_k = 3{,}5$ MeV ($E = 8m_0c^2$) достигает $\sim 100\%$ (полная правая круговая поляризация фотонов). Для электрона со спином, ориентированным против движения ($s = -1$), тормозное излучение будет обладать частичной левой круговой поляризацией ($l = -1$).

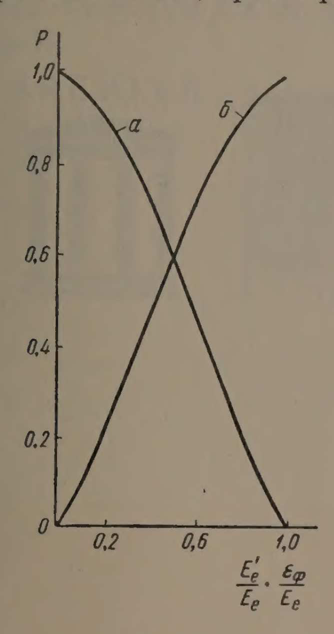


Рис. 1

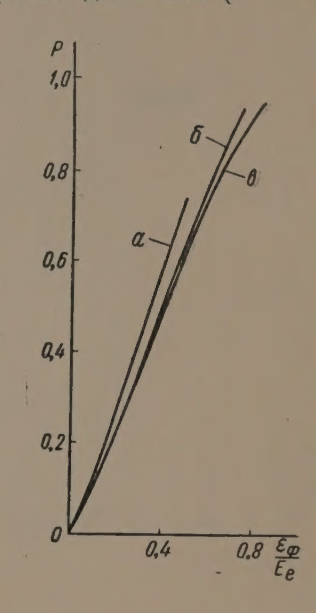


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость степени круговой поляризации от энергии рассеянного электрона (*а*) и излученного фотона (*б*) при малых углах

Рис. 2. Зависимость степени круговой поляризации от энергии излученного фотона: *а* — $T_k = 0{,}5$ MeV, *б* — $T_k = 1{,}5$ MeV, *в* — $T_k = 3{,}5$ MeV

В заключение выражаем благодарность А. А. Соколову за дискуссию.

Кафедра статистической физики и механики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Frauenfelder H., Babone R., Goeler E von, Levine N., Hewis H. R., Peacoek R. N., Rossi A., De Pasquali G., Phys. Rev., 106, 386 (1957).
2. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., Любимов В. А., Эршлер В. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1344 (1957); Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в Ленинграде, 1958.
3. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., Любимов В. А., Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в Ленинграде, 1958.
4. De Waard H., Poppema O. I., Physica, 23, 597 (1957).
5. Goldhaber M., Grodzins L., Suniar A. W., Phys. Rev., 106, 826 (1957).

6. Fraunfelder H., Hanson A. O., Levine N., Rossi A., De Pasquali G. Phys. Rev., 107, 643 (1957).
7. DeShalit A., Kuperman S., Lipkin H. I., Rothem, T., Phys. Rev., 107, 1459 (1957).
8. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev., 105, 1671 (1957).
9. Ландау Л. Д., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 407 (1957).
10. Salam A., Nuovo Cimento, 5, 299 (1957).
11. McVoy K. W., Phys. Rev., 106, 828 (1957).
12. Соколов А., Иваненко Д., Квантовая теория поля, ч. 1, стр. 294, 107, 1952.
13. Sokolow A., J. Phys. USSR, 9, 363 (1945).